



Etude de la sensibilité du détecteur ANTARES à un flux diffus de neutrinos cosmiques de haute énergie

Alain Romeyer

► To cite this version:

Alain Romeyer. Etude de la sensibilité du détecteur ANTARES à un flux diffus de neutrinos cosmiques de haute énergie. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2003. Français. NNT : . tel-00002856

HAL Id: tel-00002856

<https://theses.hal.science/tel-00002856>

Submitted on 21 May 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Université Paris VII – Denis Diderot
UFR de Physique



THESE

présentée par

Alain Romeyer

pour l'obtention du titre de

docteur de l'Université Paris VII
spécialité : Champs, Particules, Matières

**Etude de la sensibilité du détecteur
ANTARES à un flux diffus de neutrinos
cosmiques de haute énergie**

Soutenue le 30 avril 2003, devant le jury composé de

MM.	P. Binétruy	(président)
	A. Falvard	(rapporteur)
	J. Paul	(rapporteur)
	Y. Sacquin	(directeur de thèse)
	M. Spiro	
	T. Stolarczyk	

*Service de Physique des Particules
CEA Saclay - DSM/DAPNIA*

Remerciements

Je souhaite remercier Pascal Debu et Bruno Mansoulié, chefs de service, et Georges Cozzika, adjoint au chef de service, pour leurs accueils au sein du Service de Physique des Particules. Je souhaite également remercier Yves Sacquin, mon directeur de thèse, pour m'avoir offert la possibilité de préparer ce doctorat.

Je tiens à remercier tout particulièrement Thierry Stolarczyk et Luciano Moscoso avec lesquelles j'ai continuellement interagi et qui m'ont permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions.

J'adresse également toute ma gratitude aux membres du jury, notamment à Pierre Binétruy pour avoir bien voulu en prendre la présidence, ainsi qu'à Jacques Paul et Alain Falvard pour avoir accepté d'être mes rapporteurs. Merci à Michel Spiro pour l'intérêt qu'il porte à mon travail.

Je voudrais aussi remercier l'ensemble de l'équipe ANTARES du SPP qui a toujours été présente et disponible pour m'aider. J'adresse également mes plus vifs remerciements à Antoine Kouchner, qui nous avait quittés à la fin de sa thèse et que je retrouve avec plaisir en temps que membre de l'APC ; à Sébastien Saouter et Fabrice Jouvenot, dont les dates de soutenance se rapprochent à grand pas même s'ils ne s'en rendent pas encore compte ; à Sotiris Loucatos, Nathalie Palanque-Delabrouille, Dick Hubbard, Bertrand Vallage et à toutes les personnes avec qui j'ai collaboré durant ces trois années.

Je salue également tous les membres du projet ANTARES pour la bonne ambiance qu'ils ont su créer et leur disponibilité. Je remercie plus particulièrement les membres du groupe de travail astrophysique et plus spécifiquement Teresa Montarulli, Aart Heijboer et Juan de Dios Zornoza avec qui j'ai partagé de bons moments tant de détente que de travail.

Enfin, je souhaite remercier toutes les personnes qui m'ont soutenu durant cette thèse, notamment mes parents et Christel.

Table des Matières

TABLE DES MATIERES	5
A. INTRODUCTION	9
B. ASTRONOMIE NEUTRINO	11
B.1 Aperçu historique	11
B.1.1 L'astronomie photonique	11
B.1.2 Les rayons cosmiques.....	13
B.2 Les questions soulevées par les observations	15
B.3 Intérêt du neutrino et processus de production.....	17
B.4 Les sources potentielles de neutrinos.....	19
B.4.1 Interaction des rayons cosmiques avec la matière galactique	19
B.4.2 Les supernovæ.....	20
B.4.3 Les systèmes binaires	21
B.4.4 Les noyaux actifs de galaxies	21
B.4.5 Les microquasars	24
B.4.6 Les sources exotiques.....	24
B.5 Contraintes pour atteindre les énergies extrêmes	25
C. LES TELESCOPES A NEUTRINOS.....	27
C.1 Principe de détection	27
C.1.1 Interaction des neutrinos avec la matière	27
C.1.2 Propagation des muons.....	30
C.1.3 Détection des muons	32
C.1.3.1 Effet Tcherenkov	32
C.1.3.2 Surface effective et estimation du nombre d'événements attendus.....	34
C.1.4 Les bruits de fond « physiques »	35
C.1.4.1 Les muons atmosphériques.....	36
C.1.4.2 Les muons induits par l'interaction des neutrinos atmosphériques	36
C.2 Le détecteur ANTARES	36
C.2.1 Les lignes.....	37
C.2.2 Les modules optiques	39
C.2.3 La numérisation des signaux, l'ARS	40
C.2.4 Le suivi du positionnement	41
C.3 Le programme de recherche et développement.....	42
C.3.1 Implantation géographique.....	42
C.3.2 Les propriétés optiques de l'eau	43
C.3.3 La bio-salissure.....	45
C.3.4 Le bruit de fond optique	46
C.3.5 Les lignes 4 et 5	47

C.4	Les autres projets	49
C.4.1	Expériences en cours	49
C.4.1.1	Baïkal.....	49
C.4.1.2	AMANDA	50
C.4.2	Comparaison entre les différents détecteurs	51
C.4.3	Les projets de détecteur km^3	53
D.	LA GENERATION ET LA RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS	57
D.1	Les outils de simulation.....	57
D.1.1	Génération des événements	58
	Génération des événements liés à un flux de neutrinos.....	58
	Le bruit de fond des muons atmosphériques	59
D.1.2	Propagation des muons dans la canette et effet Tcherenkov	59
D.1.2.1	Simulation du bruit de fond optique	59
D.1.2.2	Simulation des modules optiques	60
D.1.3	Les bruits de fond physiques	62
D.1.3.1	Les muons atmosphériques.....	62
D.1.3.2	Les neutrinos atmosphériques	63
D.2	Définition d'une trace et des quantités utilisées par la reconstruction.....	67
D.3	Sélection des impulsions.....	69
D.3.1	Sélection des impulsions en coïncidence	69
D.3.2	Sélection des impulsions dans une fenêtre temporelle et spatiale	70
D.3.3	Filtre de causalité.....	70
D.4	Description de la stratégie de reconstruction utilisée.....	70
D.4.1	Pré-ajustement linéaire	71
D.4.2	Les solutions fantômes	72
D.4.3	Méthode de l'estimateur M	73
D.4.4	Méthode du maximum de vraisemblance.....	73
D.4.4.1	Méthode du maximum de vraisemblance : généralités	73
D.4.4.2	Maximum de vraisemblance « simplifié »	74
D.4.4.3	Maximum de vraisemblance final	75
D.4.5	Critères de sélection génériques	77
D.4.6	Justification du choix de la stratégie et performances	77
D.5	Reconstruction de l'énergie	79
D.5.1	Méthode utilisée jusqu'alors.....	79
D.5.2	Nouvelle méthode fondée sur la perte d'énergie linéaire des muons dans l'eau	80
D.5.3	Comparaison à la théorie du dE/dx	84
D.5.4	Comparaison des performances.....	87
E.	LES FLUX DIFFUS DE NEUTRINOS	93
E.1	Les observations d'AGASA	93
E.2	L'accélération de particules	94
E.2.1	Le mécanisme de Fermi	95
E.2.2	Les deux modèles d'accélération : électromagnétique et hadronique	97
E.2.2.1	Modèles électromagnétiques	98

E.2.2.2	Modèles hadroniques.....	98
E.2.2.3	Une première indication de mécanisme hadronique ?.....	99
E.3	L'interaction des protons et la production des neutrinos.....	100
E.3.1	Analogie avec le traitement de la production des neutrinos atmosphériques.....	100
E.3.2	L'interaction des protons.....	101
E.3.3	La sélection des canaux dominants dans l'interaction proton - photon.....	102
E.3.4	Fraction d'énergie emportée par les neutrinos	104
E.4	Liens entre les différents messagers dans le cadre d'un modèle hadronique	106
E.4.1	Propagation des rayons cosmiques.....	107
E.4.2	La distribution des sources dans l'univers.....	108
E.4.3	La question de la normalisation.....	108
E.4.3.1	Normalisation sur les flux de photons observés	108
E.4.3.2	Modèles se normalisant sur les flux de rayons cosmiques	110
E.5	Deux limites supérieures sur le flux diffus de neutrinos	110
E.6	Comparatif entre les différentes prédictions.....	113
E.6.1	Modèles impliquant les AGN.....	114
E.6.1.1	Normalisation sur les rayons X	114
E.6.1.2	Normalisation sur les γ	117
E.6.1.3	Normalisation sur les rayons cosmiques	120
E.6.2	Modèles utilisant les GRB.....	122
F.	L'ANALYSE.....	127
F.1	Rejet des muons atmosphériques.....	127
F.1.1	Le nombre total d'impulsions.....	128
F.1.2	Le taux de comptage ρ	129
F.1.3	L'énergie moyenne par impulsion ϵ	130
F.1.4	La dispersion S	132
F.1.5	Qualité de la reconstruction.....	134
F.1.6	Valeur de l'énergie reconstruite	136
F.2	Discrimination entre neutrinos atmosphériques et neutrinos des flux diffus	137
F.3	Critères de sélection finals.....	138
F.3.1	Nombre d'événements muons atmosphériques	141
F.3.2	Performances après sélection des événements	143
F.4	Méthode de calcul de la sensibilité.....	145
F.4.1	Approche Bayésienne : méthode standard	146
F.4.2	Approche fréquentiste : méthode de Feldman et Cousins	147
F.4.3	Traduction en limite sur le flux diffus.....	149
F.5	Sensibilité d'ANTARES aux modèles prédisant un flux diffus de neutrinos.....	150
F.5.1	Comparaison entre différents estimateurs	151
F.5.1.1	L'amplitude totale enregistrée par événement.....	151
F.5.1.2	L'énergie vraie des muons.....	153
F.5.1.3	L'énergie reconstruite.....	155
F.5.2	Incertitude sur le bruit de fond	157
	Les neutrinos atmosphériques	157

Muons atmosphériques.....	158
F.5.3 Sensibilité aux flux diffus.....	161
F.6 Comparaison des performances et perspectives.....	162
G. CONCLUSION	165
LISTE DES TABLEAUX	167
TABLE DES ILLUSTRATIONS	169
LISTE DES REFERENCES	179
RESUME	190

A. INTRODUCTION

Le projet ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch) s'inscrit dans la thématique d'un nouveau domaine appelé « astroparticules », situé à la frontière entre la physique des particules, l'astrophysique et la cosmologie. Cette discipline tente d'expliquer certains phénomènes cosmiques en utilisant les connaissances acquises sur les particules élémentaires. Cette pluridisciplinarité est imposée par :

- la structure des détecteurs utilisés en astronomie des hautes énergies. Ces détecteurs exploitent des techniques développées pour la physique des particules, permettant de signer le passage d'une particule d'origine cosmique. Ceci a ouvert la voie à de nouvelles formes d'astronomie : l'astronomie des rayons X, des rayons γ , des neutrinos, des rayons cosmiques de haute énergie et enfin l'astronomie gravitationnelle.
- La volonté d'atteindre des conditions irréalisables sur Terre. En effet, l'Univers est un véritable laboratoire : il fournit des échelles de temps, d'espace, d'énergie et de densité bien au-delà de ce qui nous connaissons et réalisons sur notre planète.
- Les développements de la cosmologie aussi bien expérimentaux que théoriques qui impliquent de plus en plus les théories de physique des particules et induisent même maintenant des contraintes sur la physique subatomique.

Dans cette mouvance des « astroparticules » le neutrino est en bonne place. Ces propriétés de neutralité, stabilité et sa particularité de n'interagir que par interaction faible en font un bon messager astronomique comme nous le verrons dans le chapitre B. De nombreux modèles prédisent ainsi une émission neutrino en provenance de différentes sources astrophysiques comme les noyaux actifs de galaxies ou les sursauts gamma.

Des projets visant à la mise en place de télescopes à neutrinos se développent. Un neutrino muonique interagit dans le voisinage du détecteur et produit un muon dans l'état final. La lumière Tcherenkov émise par le muon tout le long de son parcours dans le milieu de détection (l'eau ou la glace) est détectée par un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs. Le principe de détection ainsi que les caractéristiques de ces télescopes seront abordés en détail dans le chapitre C. Dans ce même chapitre, le détecteur ANTARES sera présenté et le programme de recherche et développement conduit par la collaboration ANTARES sera passé en revue. Enfin, les autres projets de télescopes à neutrinos seront brièvement décrits.

Les informations enregistrées par les photomultiplicateurs (temps d'arrivée et charge des impulsions) sont traitées par des algorithmes de filtrage et de reconstruction. Ils fournissent une estimation des paramètres de la trace du muon et en particulier sa direction. A haute énergie, la direction du muon est très proche de celle du neutrino parent. Ces différents algorithmes seront présentés dans le chapitre D de même que l'algorithme de reconstruction de l'énergie du muon que j'ai développé. Il permet d'atteindre une résolution de l'ordre d'un facteur 3 au-dessus de 1 TeV.

Le flux diffus de neutrinos est constitué par l'ensemble de l'émission neutrinos de différentes sources. De nombreux modèles théoriques donnent des prédictions en impliquant des sources astrophysiques tels les noyaux actifs de galaxies ou les sursauts gamma. Je ferais un descriptif de ces différents modèles dans le chapitre E.

Les muons et les neutrinos atmosphériques sont les deux bruits de fond entrant en compétition avec la recherche d'un flux diffus de neutrinos. Ils ont tous les deux la même origine : l'interaction d'une particule cosmique avec un noyau de l'atmosphère, initiant le développement d'une gerbe dans laquelle

des muons et des neutrinos sont produits. Dans ANTARES, les muons atmosphériques, ne pouvant traverser la Terre, ne proviennent que de l'hémisphère supérieur. Ainsi, le signal de neutrino extragalactique est-il recherché dans les événements montants et le bruit de fond des muons atmosphériques se réduit à ceux reconstruits à tort comme montants. J'ai ainsi développé des variables discriminantes de manière à rejeter ces événements (chapitre F). Les neutrinos atmosphériques, quant à eux, présentent la même topologie que les événements constituant le signal. Leurs spectres en énergie présentent des pentes différentes ce qui permet de les discriminer. Les neutrinos atmosphériques ont un spectre en E^{-3} alors que le signal flux diffus est en E^{-2} . Le chapitre F aborde également la mise en place des critères de sélection des événements que j'ai retenus ainsi que la détermination de la sensibilité du détecteur ANTARES au flux diffus de neutrinos.

L'analyse que j'ai menée permet ainsi de montrer, qu'en trois ans de prise de données, le détecteur ANTARES dans sa version 10 lignes sera à même de tester de nombreux modèles en atteignant une sensibilité environ équivalente à celle prédite par la limite de Waxman et Bahcall (de l'ordre de $4 \cdot 10^{-8} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$).

B. ASTRONOMIE NEUTRINO

Ce chapitre se présente comme une introduction à l'astronomie neutrino expliquant les raisons qui motivent son développement.

Les observations des photons (B.1.1) et des rayons cosmiques (B.1.2) de haute énergie soulèvent de nombreuses questions quant à leurs origines (B.2). Dans ce contexte l'astronomie neutrino apparaît particulièrement bien adaptée pour aborder ces questions et tester les différentes hypothèses de mécanisme d'accélération présent au sein des sources astrophysiques (B.3). Les sources susceptibles d'émettre des neutrinos peuvent être, par exemple, des supernovae, des systèmes binaires, des micro-quasars (B.4)... Du fait de l'intensité des champs magnétiques et de la taille des zones d'accélération, les noyaux actifs de galaxies et les sursauts gamma sont les deux types de source les plus favorisées (B.5).

B.1 Aperçu historique

B.1.1 L'astronomie photonique

Au cours du siècle dernier, l'utilisation de nouvelles longueurs d'onde a permis un développement très important de l'astronomie photonique. Elle s'étend maintenant des ondes radios aux γ alors qu'avant 1945 elle se limitait à des observations dans le visible. Cela représente 18 ordres de grandeur dans le spectre électromagnétique. Ces nouveaux domaines de longueur d'onde ont conduit à de nombreuses découvertes.

Les premières observations en dehors du visible ont été faites dans le domaine des ondes radio après la seconde guerre mondiale. Ces émissions radios sont attribuées aux rayonnements électromagnétiques émis par les électrons lorsqu'ils sont déviés par les champs magnétiques régnant dans les objets astrophysiques ou lorsqu'ils interagissent avec de la matière. Ceci a permis de mettre en évidence la présence de plasmas relativistes dans l'Univers et d'observer des objets et des environnements jusqu'alors inaccessibles : les quasars (galaxies lointaines émettant d'énormes quantités d'énergie) et les pulsars (étoiles à neutrons en rotation émettant des radiations à intervalles réguliers).

L'astronomie radio a également permis, à Penzias et Wilson en 1965, la découverte du fond diffus cosmologique dans la gamme des micro-ondes. Cette découverte a permis de valider le modèle du big-bang qui prédisait un tel rayonnement dès les années 30.

L'atmosphère terrestre absorbe un grand nombre de rayonnements. Ainsi, l'astronomie des rayonnements X a dû attendre l'avènement de fusées capables d'atteindre des altitudes supérieures à 50 km. Les premières observations ont révélé des phénomènes qui n'avaient pas été prédits par les astrophysiciens : les systèmes binaires (2 objets en orbite autour de leur centre de gravité) et des processus d'accrétion (accumulation de poussières et de gaz autour d'un objet massif). Ceci a également apporté des indications solides quant à l'existence des trous noirs.

Les années 70 ont marqué l'avènement de l'astronomie gamma. Elle a, avec l'observation des sursauts gamma et la détection de photons au-delà du TeV, soulevé un grand nombre de questions qui restent encore aujourd'hui sans réponses.

En 1963, l'émission gamma du plan galactique était détectée par le satellite OSO II. En 1967, les satellites américains VELA, chargés de détecter d'éventuels essais nucléaires atmosphériques ont, les pre-

miers, enregistré des événements de hautes énergies d'origine « extra-terrestre » : les « sursauts gamma » (GRB¹). Malgré leur étude depuis plus de 30 ans, ils n'ont pas encore livré tous leurs secrets.

2704 BATSE Gamma-Ray Bursts

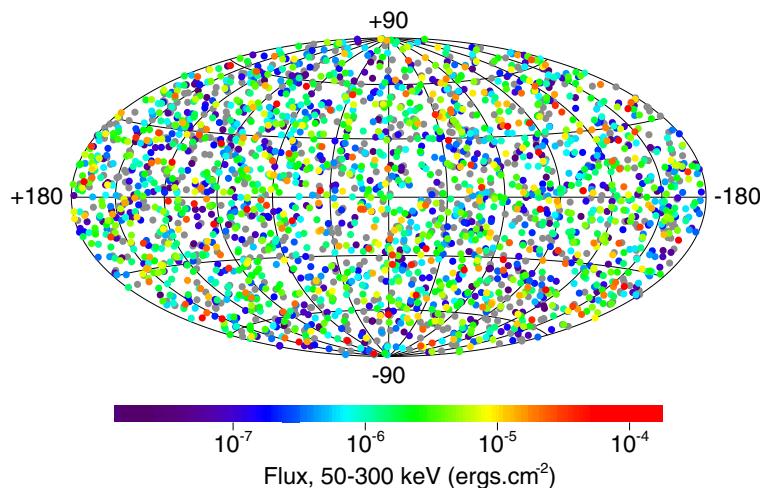


Figure B-1 : carte des sursauts gamma détectés par BATSE en coordonnées galactiques. Les événements y sont uniformément distribués [1].

Pourtant, de nombreux satellites se sont succédés pour tenter d'enregistrer et de localiser ces émissions gamma soudaines. Beaucoup de théories ont été avancées pour tenter de les expliquer, et l'observation en 1979 d'une contrepartie dans le visible à ces sursauts a conduit à un premier consensus : les sursauts gamma venaient d'étoiles à neutrons galactiques.

A partir de 1991, le détecteur BATSE² installé sur le satellite CGRO³ mettait en défaut cette hypothèse : les sursauts enregistrés par BATSE se distribuent isotropiquement sur la carte du ciel, ce qui exclut l'hypothèse d'une origine galactique comme le montre la Figure B-1.

Deux interprétations restaient en lice : les sursauts proviennent de sources cosmologiquement distribuées ou de sources situées dans le halo de la galaxie. La réponse à cette question a été obtenue en mesurant les décalages vers le rouge ou « redshift⁴ » des galaxies hôtes localisées grâce à la finesse des observations en X du détecteur BeppoSax⁵ [2]. Une vingtaine de décalages vers le rouge ont pu être mesurés jusqu'alors ; leur valeur moyenne d'environ 1,5 (soit environ 3 Gpc⁽⁶⁾) montre clairement l'origine cosmologique de ces événements.

L'énergie des sursauts est estimée entre 10^{51} et 10^{53} erg⁽⁷⁾ et leur fréquence à un par Gpc³ et par an, pour une émission isotrope. L'hypothèse d'une émission directionnelle via des jets semble de plus en plus probable. Elle augmente leur occurrence mais réduit leur énergie.

BATSE, entre son lancement en 1991 et la fin de sa mission en 2000, a détecté 2704 sursauts. Les profils temporels enregistrés semblent se répartir en deux catégories :

- Les sursauts dits « longs », de plus de 10 secondes, sont associés à la mort d'étoiles massives ;

¹ GRB : Gamma Ray Burst

² BATSE : Burst And Transient Source Experiment

³ CGRO : Compton Gamma Ray Observatory

⁴ Redshift : effet relativiste induisant un décalage entre la fréquence lumineuse observée et la fréquence lumineuse émise,

$z = \frac{\lambda_{\text{observé}}}{\lambda_{\text{émis}}} - 1$

⁵ BeppoSax : Satellite per Astronomia X, "Beppo" en l'honneur du physicien italien G. Occhialini (1907 - 1993)

⁶ 1 pc = 3,262 années lumières = $3,085 \cdot 10^{16}$ m

⁷ 1 erg = 10^{-7} J

- Les sursauts dits « courts » de moins d'une seconde sont très difficiles à détecter du fait de leur brièveté. Leur étude nécessite une nouvelle génération de satellites comme INTEGRAL, lancé en octobre 2002, ou Swift qui devrait fonctionner à partir de décembre 2003. La coalescence d'objets massifs, de deux étoiles à neutrons ou d'une étoile à neutron et d'un trou noir, est une hypothèse retenue pour expliquer leur origine.

Deux modèles génériques tentent d'apporter une explication unifiée des sursauts gamma, d'un côté le modèle dit de « la boule de feu » (« fireball model », [3]) le plus généralement adopté ; de l'autre le modèle du « boulet de canon » (« cannonball model », [4]). Ce dernier tente d'associer les GRB aux événements supernovæ. Ce modèle récent est controversé.

Dans ce même domaine des hautes énergies (du MeV au TeV), pendant plus de 30 ans, aucune expérience n'avait pu mettre en évidence des sources émettant des photons au-dessus de la dizaine de GeV. Ce n'est qu'avec EGRET⁸ sensible dans le domaine 20 MeV – 30 GeV (satellite CGRO) que cela devint possible. Cela permit d'établir la première carte du ciel à haute énergie. Son 3^{ème} catalogue fait état de 271 sources dont 57 détectées au-dessus de 1 GeV. Parallèlement aux observations spatiales, c'est en 1989 que l'observatoire Whipple, installé au sol, annonça la première découverte d'une source émettant au-dessus du TeV : c'était la nébuleuse du crabe, reste d'une supernova observée par les astronomes chinois le 4 juillet 1054. Suivirent 5 autres sources : 2 noyaux actifs de galaxie - Markarian 421 et 501-, 2 pulsars - PSR 1706-44 et Vela - et le reste de la supernova SN1006.

Parallèlement au développement de cette astronomie photonique, d'autres particules en provenance de l'Univers ont été étudiées. Elles bombardent la Terre en permanence et sont appelées les rayons cosmiques.

B.1.2 Les rayons cosmiques

L'atmosphère terrestre est continuellement bombardée par un flux isotrope de particules appelées rayons cosmiques. Le flux dépend de l'énergie et peut être paramétré par 3 lois de puissance où l'exposant γ est appelé indice spectral :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \text{ avec } \begin{cases} \gamma = 2,7 & \text{pour } 10 \text{ GeV} < E < 10^7 \text{ GeV} \\ \gamma = 3,0 & \text{pour } 10^7 \text{ GeV} < E < 10^{10} \text{ GeV} \\ \gamma = 2,7 & \text{pour } E > 10^{10} \text{ GeV} \end{cases}$$

La Figure B-2 montre son évolution au-dessus de 1 GeV.

La courbe présente deux ruptures de pente bien visibles appelées « genou » autour de 10^7 GeV et cheville aux alentours de 10^{10} GeV. Il est généralement admis que les particules d'énergie inférieure au genou sont d'origine galactique et qu'au-dessus de la cheville les particules sont d'origine extragalactique.

A basse énergie (autour du GeV), à cause du flux important de rayons cosmiques, de petits détecteurs suffisent à l'observation. Ils sont embarqués à bord de ballons ou de satellites et observent directement les particules primaires, avant leur interaction avec les noyaux de l'atmosphère. Cette méthode reste adaptée jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^5 GeV et permet une étude précise de la composition des rayons cosmiques.

Cette composition est la suivante :

- 50 % de protons ;
- 25 % de particules α ;
- 13 % de carbone, azote, oxygène ;

⁸ EGRET : Energetic Gamma Ray Experiment

- moins de 1% d'électrons ;
- environ 0,1 % de photons.

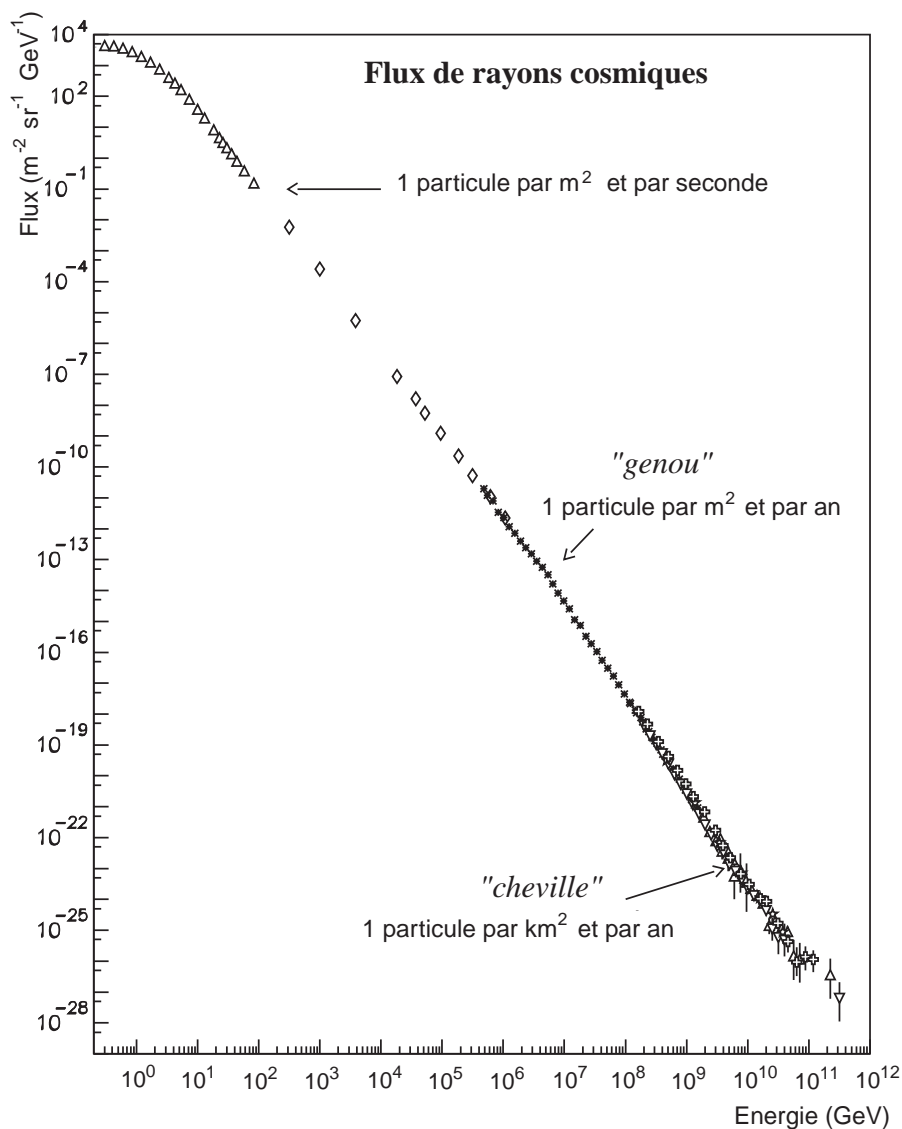


Figure B-2 : spectre des rayons cosmiques en fonction de l'énergie.

A plus haute énergie, au-delà de 10^6 GeV, le flux devient tellement faible que des détecteurs de grandes dimensions sont nécessaires. Ils sont installés au sol et observent la gerbe de particules qui s'est développée depuis l'interaction du rayon cosmique dans la haute atmosphère. Seule l'énergie globale de la gerbe peut alors être reconstruite et la composition initiale est difficile à déterminer.

Deux types de modèles tentent d'expliquer ces événements de haute énergie :

- les modèles dits « *bottom-up* », du bas vers le haut, qui partent de particules de basse énergie et les accélèrent, généralement par mécanisme de Fermi (voir le paragraphe E.2.1) jusqu'aux énergies extrêmes ;
- les modèles dits « *top-down* », du haut vers le bas, qui partent de particules très massives reliques du big-bang, qui en s'annihilant ou se désintégrant produiraient les rayons cosmiques de très hautes énergies [5].

B.2 Les questions soulevées par les observations

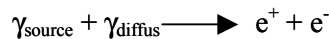
Il a été difficile de mettre en évidence des sources de haute énergie en photons. En ce qui concerne les rayons cosmiques, cela n'a toujours pas été fait. Les observations soulèvent un grand nombre de questions et ce paragraphe se propose de les exposer.

Mettre en évidence des sources de hautes énergies avec des photons est une entreprise délicate. En effet :

1. les flux émis sont d'autant plus faibles que l'énergie est élevée, ils décroissent souvent en loi de puissance d'indice spectral légèrement supérieur à 2.
2. La résolution angulaire des instruments est nettement moins bonne que dans le visible, de l'ordre du degré (1,5° pour EGRET à 1 GeV). La mauvaise résolution angulaire des télescopes γ était un frein à la détection de sources ponctuelles. Ainsi, les γ ont longtemps été vus comme un fond diffus. La détection de sources ponctuelles n'a été possible qu'avec l'amélioration des performances, tant en terme de résolution que de sensibilité, et avec l'augmentation de la taille des détecteurs. Les nouvelles générations de satellite, comme GLAST prévu pour être lancé en 2007 et AMS en 2005, ont ainsi respectivement des résolutions de 0,25° (0,4°) à 1 GeV (3 GeV).
3. Les photons de haute énergie ne peuvent s'échapper des zones denses de l'Univers. En effet, les photons vont produire des paires e^+e^- lors de leur passage dans les champs électriques produits par les noyaux.
4. Les sources extragalactiques observées par EGRET sont relativement lointaines. Leurs décalages vers le rouge sont compris entre 0,15 et 2 et leur flux détectable sur Terre diminue comme l'inverse du carré de la distance qui nous en sépare.

En outre, le libre parcours moyen des photons devient faible à haute énergie diminuant d'autant la profondeur à laquelle il est possible de sonder l'Univers. Cet effet, plus connu sous le nom d'effet GZK du nom de ses inventeurs Greisen, Zatsepin et Kuz'min ([6] et [7]), augmente la difficulté de détecter des sources émettant des photons de haute énergie.

L'effet GZK est dû à l'interaction des photons sur les différents fonds cosmologiques, infra-rouge, micro-ondes et radio, ce qu'illustre la Figure B-3. Le processus mis en jeu est le suivant :



Un photon de 1 TeV ne peut parcourir en moyenne que 700 Mpc, soit un décalage vers le rouge de l'ordre de 0,17⁽⁹⁾. Ce libre parcours moyen diminue encore à plus haute énergie jusqu'aux environs de 100 TeV (10⁵ GeV) où il devient de l'ordre de la taille de la galaxie (environ 15 kpc).

Les protons sont également sensibles à l'effet GZK via leur interaction avec un photon des fonds cosmologiques. Ce processus peut se comprendre et se quantifier de la manière suivante :

- la densité de photons du fond diffus cosmologique est de l'ordre de 400 cm⁻³ ;
- la section efficace d'interaction proton - photon ($p\gamma$) est de l'ordre de 100 μb ⁽¹⁰⁾. Les photons du fond diffus micro-onde ont une énergie de l'ordre de 6.10⁻⁴ eV ce qui donne une énergie de seuil pour le proton impliqué dans la réaction $p\gamma \rightarrow \Delta\pi$ de l'ordre de 4.10¹¹ GeV.

Le libre parcours moyen d'un proton λ_{att} est donc de l'ordre de 10 Mpc.

⁹ Valeur calculée avec une constante de Hubble de 71 km.s⁻¹.Mpc⁻¹. Par la suite, lorsque cela n'est pas précisé, c'est cette valeur qui est utilisée.

¹⁰ 1 μb = 10⁻³⁴ m²

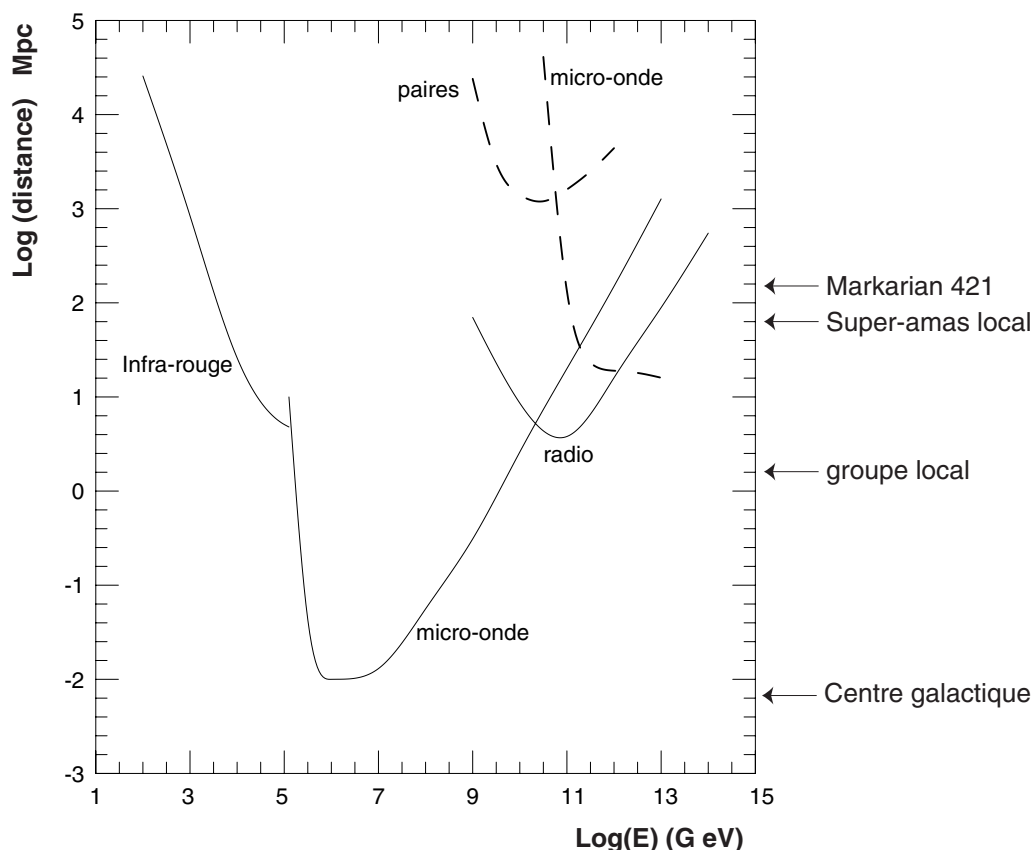


Figure B-3 : évolution du libre parcours moyen des photons en fonction de l'énergie, illustration de l'effet « GZK ». Les courbes en trait plein indiquent la longueur d'interaction des photons sur les différents fonds cosmologiques en fonction de leur énergie. Les courbes en pointillés concernent les protons.

Ainsi, l'effet GZK prédit une coupure dans le spectre en énergie des rayons cosmiques. Si les rayons cosmiques de haute énergie proviennent de distances $D \gg 10$ Mpc, leur spectre doit s'arrêter en dessous de 10^{12} GeV (coupure GZK).

Les protons ne sont des messagers astronomiques valables qu'à haute énergie. En effet, même si l'effet GZK est inexistant à basse énergie, le proton est une particule chargée qui sera déviée par les champs magnétiques régnant dans l'univers : il perd toute information directionnelle permettant de le relier à sa source. Ce n'est que vers 10^{11} GeV que l'influence des champs magnétiques sur leur trajectoire commence à devenir négligeable (la valeur du champ magnétique intergalactique est estimé à quelque μG).

Différentes expériences tentent d'observer ces événements. L'expérience Fly's Eye (littéralement « yeux de mouche ») utilise la fluorescence des atomes d'azote excités par le passage des particules chargées de la gerbe atmosphérique pour détecter les rayons cosmiques. C'est d'ailleurs cette expérience qui a enregistré en 1991 l'événement de plus haute énergie à $3,2 \cdot 10^{12}$ GeV. HiRes¹¹ est le successeur de Fly's Eye. AGASA¹² est un détecteur de surface situé au Japon couvrant 100 km^2 et composé de 138 détecteurs observant la lumière Tcherenkov émise par les particules des gerbes atmosphériques et les muons atteignant le sol. Yakutsk est une expérience implantée en Russie qui utilise la même technique de détection qu'AGASA.

¹¹ HiRes : High Resolution fly's eye

¹² AGASA : Akeno Giant Air Shower Array

De plus, Waxman et Bahcall [8] en utilisant les données obtenues par les 3 expériences, Fly's Eye, HiRes et Yakutsk, montrent la consistance des données avec une observation de l'effet GZK.

La Figure B-4 montre le spectre en énergie des rayons cosmiques obtenu par l'expérience AGASA, dans cette région de la coupure GZK. Il montre la présence d'événements au-dessus de la coupure GZK ce qui ne peut être expliqué par un modèle où les sources sont réparties uniformément dans l'Univers et intégrant l'effet GZK [9]. Les événements se situant à l'extrémité du spectre représentent une énergie de 50 J transportée par une seule particule. AGASA est la seule expérience à observer de tels événements.

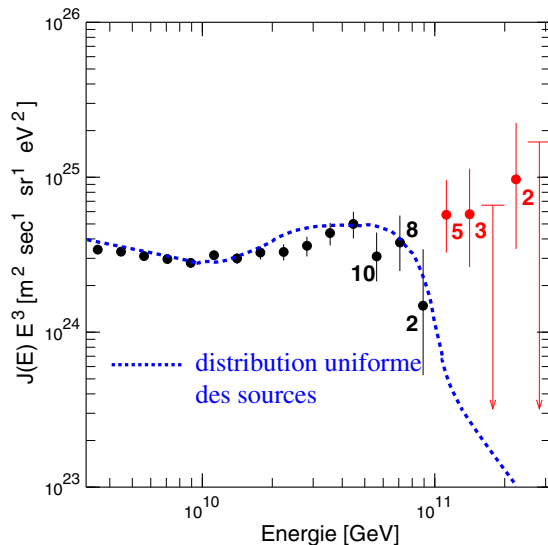


Figure B-4 : spectre d'énergie des rayons cosmiques observés par AGASA au-dessus de 10^9 GeV tirée de [9]. La courbe en pointillés illustre ce qui est attendu d'une distribution de sources uniformément réparties dans l'univers. Cette hypothèse inclut implicitement l'effet « GZK ». Des événements ont été observés au-delà de la coupure GZK.

L'accélération de particules jusqu'à de telles énergies est difficile à obtenir dans des objets astrophysiques tout en respectant les valeurs des paramètres physiques décrivant ces sources : dimensions, valeur des champs magnétiques... Ces événements « trans-GZK » soulèvent alors deux questions fondamentales :

1. quels mécanismes permettent d'accélérer des particules jusqu'à de telles énergies ?
2. dans quelles sources sont-ils produits ?

B.3 Intérêt du neutrino et processus de production

Les parties B.1 et B.2 montraient pourquoi l'astronomie photonique de haute énergie est difficile. Il apparaît nécessaire d'utiliser de nouveaux messagers pour explorer l'Univers à haute et très haute énergie. Le neutrino, de par ses propriétés, cumule un certain nombre d'avantages :

1. il interagit uniquement par interaction faible avec des sections efficaces considérablement plus petites que pour les photons. Cette propriété lui permet de parcourir de grandes distances et de traverser facilement les zones denses de l'Univers.
2. Il ne porte pas de charge électrique. Sa trajectoire n'est pas influencée par les champs magnétiques.
3. C'est une particule stable. Le neutron est lui aussi insensible aux champs magnétiques mais son temps de vie de 15 minutes limite son parcours de façon rédhibitoire : un neutron de 10^{11} GeV ne peut pas parcourir plus de 1 Mpc. Bien que, comme le démontre le chapitre E, le neutron puisse être produit au sein des accélérateurs cosmiques.

Ces propriétés font du neutrino un bon messenger astronomique dans la gamme d'énergie allant du TeV au PeV, peu favorable aux photons subissant l'effet GZK, et aux protons déviés par les champs magnétiques (voir paragraphe B.2). Le neutrino permet ainsi d'ouvrir une nouvelle fenêtre en énergie sur l'Univers comme indiqué sur la Figure B-5.

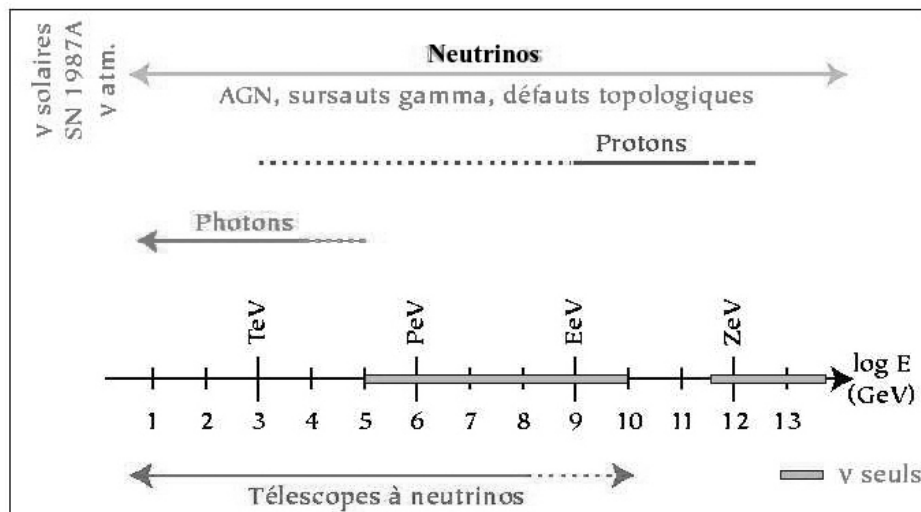
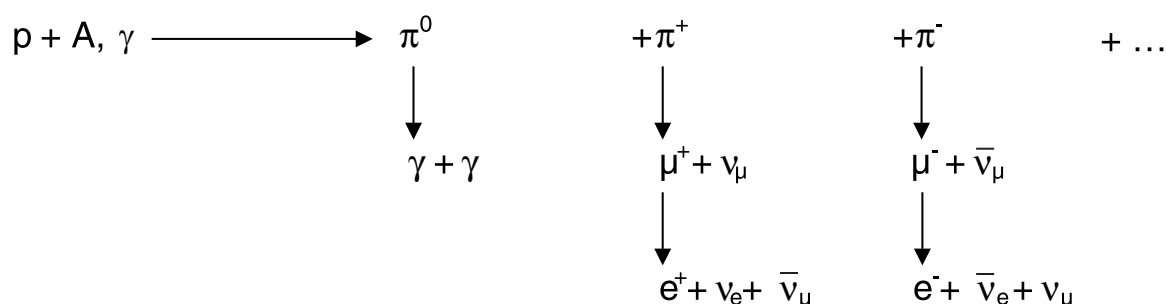


Figure B-5 : domaine d'énergie couvert par les différents messagers. Les neutrinos sont les seuls présents dans deux zones du spectre, entre 10^5 GeV et 10^{10} GeV et au-delà de 10^{12} GeV.

Le mécanisme généralement utilisé pour expliquer l'accélération des particules dans les sources astrophysiques est le mécanisme de Fermi (voir E.2.1). Ce mécanisme s'applique à tous les types de particules chargées, en particulier les protons et les électrons.

Il est impliqué dans les modèles dits « électromagnétiques », considérant uniquement l'accélération à haute énergie des électrons. Les modèles hadroniques ajoutent la possibilité d'accélérer des protons au sein des sources astrophysiques.

Un proton p de haute énergie interagit sur une particule de plus basse énergie, un photon γ ou un noyau A , pour donner de nouvelles particules dont des neutrons et des neutrinos. L'interaction d'un proton avec un photon conduisant à la production de mésons, par exemple des pions, s'appelle la photoproduction de mésons. Ce processus va être souvent évoqué dans la suite car, comme le décrira en détail le chapitre E, ce mécanisme domine la production de neutrinos de haute énergie au sein des sources astrophysiques.



Les neutrons sont insensibles aux champs magnétiques et à l'inverse des protons vont s'échapper de la source avant de se désintégrer. Les produits de leurs désintégrations ou interactions pourraient être à l'origine des rayons cosmiques. Les neutrinos sont, quant à eux, principalement produits dans la chaîne de désintégration des pions chargés. La production de neutrinos est liée à l'accélération de

protons au sein des sources et à la production des rayons cosmiques. C'est pourquoi le neutrino apparaît comme un bon sujet d'étude pour répondre aux questions posées par les observations des rayons cosmiques.

Modèles électromagnétiques et modèles hadroniques s'affrontent lorsqu'il s'agit d'expliquer l'émission de photons à des énergies de l'ordre du GeV et au-delà. Des expériences au sol, comme CANGAROO¹³, Whipple, CAT¹⁴ ou CELESTE¹⁵, ont observé des sources émettant des photons au TeV, comme le noyau actif de la galaxie Markarian 421. Dans les modèles électromagnétiques, cette émission s'explique par la diffusion Compton inverse alors que les modèles hadroniques utilisent la désintégration des pions neutres π^0 . L'observation de neutrinos apporterait une preuve de l'existence d'une composante d'origine hadronique à ces émissions.

Le mécanisme de Fermi présente également l'avantage de permettre la reproduction de l'indice spectral observé des rayons cosmiques de 2,7. En effet, il produit des flux différentiels en loi de puissance. En particulier et sous l'hypothèse d'une énergie injectée pour l'accélération constante par décade, il permet d'obtenir un indice spectral de 2 (voir le paragraphe E.2.1 pour plus de détail).

Cette valeur offre un autre intérêt : couplée à la probabilité que les rayons cosmiques soient piégés par le champ magnétique régnant dans notre galaxie, qui évolue en $E^{-0,6}$, elle permet de prédire un spectre des rayons cosmiques sur Terre en accord avec les observations :

$$(1) \quad \frac{dN}{dE} \propto E^{-(2+0,6)}$$

Cette argumentation est souvent utilisée pour justifier le fait que les modèles de production des rayons cosmiques utilisent des lois en E^{-2} .

B.4 Les sources potentielles de neutrinos

L'interaction des rayons cosmiques avec la matière présente dans la galaxie peut être une source de production de neutrinos, ceci sera mentionné en B.4.1. Suivent quelques exemples de sources astrophysiques susceptibles d'abriter des processus hadroniques et de produire des neutrinos. Ce sont les sources galactiques, les supernovæ et les systèmes binaires, qui vont ouvrir le bal. Viendront ensuite les noyaux actifs de galaxie dans la partie B.4.4 et les microquasars en B.4.5. Le dernier paragraphe B.4.6 permettra d'évoquer les sources plus exotiques comme les défauts topologiques.

B.4.1 Interaction des rayons cosmiques avec la matière galactique

L'émission galactique de haute énergie, $E > 1$ GeV, est bien mesurée et pourrait provenir de la désintégration de pions neutres π^0 produits par l'interaction des rayons cosmiques avec le milieu interstellaire. Le même mécanisme conduit à la production de pions chargés, π^+ et π^- , produisant par leur désintégration des neutrinos. Ce flux « galactique » de neutrinos est proportionnel à la colonne de densité de la cible (le milieu interstellaire), cette densité pouvant être extraite des mesures de la distribution de l'hydrogène atomique et moléculaire de la galaxie (elle est de l'ordre de $0,1 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$). Le flux de neutrinos produits va avoir un indice spectral comparable à celui des rayons cosmiques. Ainsi une mesure de ce flux serait une mesure de l'indice spectral des rayons cosmiques dans la galaxie. Un tel travail a été effectué dans [10], en supposant un indice spectral du flux des rayons cosmiques de 2,7 c'est à dire comme observé sur Terre. Il montre la quasi-impossibilité de mettre en évidence ce flux dans de telles conditions. Mais, si le spectre des rayons cosmiques est plus dur, en E^{-2} par exemple comme prédit par

¹³ CANGAROO : Collaboration of Australia and Nippon for a GAMMA Ray Observatory in the Outback

¹⁴ CAT : Cherenkov Array at Thémis

¹⁵ CELESTE : CErenkov Low Energy Sampling and Timing Experiment

le mécanisme de Fermi au niveau de la source, le taux d'événements neutrinos serait augmenté et pourrait peut être devenir détectable.

B.4.2 Les supernovæ

En 1987, un premier signal constitué d'une vingtaine de neutrinos a été détecté en provenance de la supernova 1987A par les expériences IMB (USA) et Kamiokande (Japon), donnant ainsi naissance à l'astronomie neutrino extrasolaire [11].

Les supernovæ et les résidus d'explosion de supernova sont des sites potentiels d'accélération des rayons cosmiques. Pour une meilleure compréhension du phénomène de supernovæ, il est nécessaire d'avoir à l'esprit les étapes clefs de l'évolution d'une étoile :

1. L'étoile se forme à partir d'un nuage de gaz et de poussières appelé nébuleuse. L'attraction des particules entre elles, due à la gravitation crée une protoétoile. Cette protoétoile va donner naissance à une étoile.
2. Dès le début de la vie de l'étoile, il se produit un état d'équilibre entre la pression de radiation engendrée par la transformantion de l'hydrogène en hélium et la pression due à l'attraction gravitationnelle. Cette nucléosynthèse est exoénergétique car $M_{\text{hélium}} - 4 M_{\text{H}} < 0$. La synthèse d'hélium se produit tant que l'étoile renferme suffisamment d'hydrogène.
3. Dès que l'étoile ne produit plus suffisamment d'hélium, l'attraction gravitationnelle reprend le dessus et l'étoile se contracte. Cette contraction entraîne une augmentation de température au cœur de l'étoile. Dès que la température est suffisamment élevée, la fusion de l'hélium peut commencer et à nouveau fournir de l'énergie à l'étoile pour combattre l'attraction gravitationnelle. Les atomes d'hélium vont former du carbone.
4. A nouveau la réaction nucléaire faisant passer de l'hélium au carbone ne produit plus assez d'énergie et l'étoile commence à s'effondrer. Une nouvelle réaction nucléaire doit prendre le relais : le carbone va à son tour former du néon. Ce schéma peut se reproduire suivant la masse initiale de l'étoile jusqu'au fer 56, le noyau le plus fortement lié de la nature, sa fusion ne libérant pas d'énergie mais en consommant. Le système (équilibre – effondrement) a lieu pendant plusieurs milliards d'années jusqu'au stade de pré-supernova. L'étoile, de manière très simplifiée, a alors une structure en couche, dite en oignon, avec un cœur de fer – nickel entouré de silicium.
5. Puisque plus aucune force ne vient s'opposer à l'attraction gravitationnelle, l'étoile s'effondre sur elle-même pour donner naissance au phénomène de supernova gravitationnelle.

En effet, deux types de supernovæ sont à considérer en fonction du mécanisme conduisant à l'explosion : les supernovæ dites thermonucléaires (ou type Ia) et les supernovæ dites gravitationnelles (types Ib et II). Comme expliqué précédemment ces dernières sont le stade ultime de la vie d'une étoile et l'énergie libérée lors de l'explosion est de l'ordre de 10^{52} erg. Les supernovæ thermonucléaires proviennent d'un transfert de masse entre une étoile et une naine blanche. La masse de la naine blanche augmente jusqu'à dépasser la masse de Chandrasekhar (1,4 masses solaires), ce sur quoi elle s'effondre déclenchant le redémarrage de réactions nucléaires. Celles-ci libèrent suffisamment d'énergies pour la faire exploser.

Les ondes de choc produites lors de l'explosion d'une supernova offrent un terrain propice à la mise en œuvre du mécanisme de Fermi décrit précédemment. Une source d'accélération peut aussi être fournie par le vestige de la supernova, pulsar ou étoile à neutrons, qui peut générer des champs magnétiques très intenses. Ils pourraient être les sources de production et d'accélération des rayons cosmiques jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^6 GeV.

B.4.3 Les systèmes binaires

Les systèmes binaires se composent d'une étoile ordinaire et d'un compagnon compact (étoile à neutrons ou trou noir). L'objet compact accrete la matière constituant l'enveloppe de l'autre étoile : un disque d'accrétion se forme. La matière accrétée sur l'objet compact est éjectée perpendiculairement au disque d'accrétion en deux jets. C'est dans ces jets que les ingrédients nécessaires à l'accélération de particules sont réunis : champ magnétique et chocs de plasma en mouvement. Le même phénomène a lieu dans les noyaux actifs de galaxies mais à des échelles nettement plus grandes.

B.4.4 Les noyaux actifs de galaxies

Les galaxies à noyau actif, ou Active Galactic Nuclei (AGN), sont en fait des galaxies pour lesquelles l'énergie totale rayonnée est bien supérieure à la somme des énergies émises dans le visible par les étoiles la constituant. Cet excès d'énergie se retrouve aussi bien dans l'infrarouge que dans le domaine radio, l'UV et les rayons X.

Les AGN apparaissent comme les membres d'une seule et même famille, s'étendant des quasars les plus lumineux aux galaxies radios et Seyfert, toutes avec des propriétés différentes dépendant de la longueur d'onde utilisée pour l'observation.

Il est universellement acquis que les AGN tirent leur énergie d'un trou noir central supermassif, de masse supérieure à 10^7 masses solaires, accréant entre 10 et 100 masses solaires par an pour expliquer la phénoménologie de ces objets : leur puissance rayonnée allant jusqu'à 10^{47} erg.s⁻¹. Néanmoins, tous les trous noirs supermassifs ne sont pas actifs comme, par exemple, celui de la voie lactée notre galaxie. Seul environ 2% des galaxies se trouvent être des galaxies actives. L'origine de ces trous noirs supermassifs n'est pas déterminée, ils pourraient provenir de la coalescence des différents résidus d'étoiles s'étant succédés au sein de la galaxie ou avoir été formés avant la formation des galaxies.

Le consensus actuel est d'interpréter les observations dans le cadre du même modèle conduisant à des observations différentes en fonction de l'angle d'observation. C'est pour cela qu'une grande variété de noms décrivant le même objet existe : les galaxies de Seyfert (découvertes par Karl Seyfert en 1943), les quasars, les blazars etc, comme indiqués sur la Figure B-6.

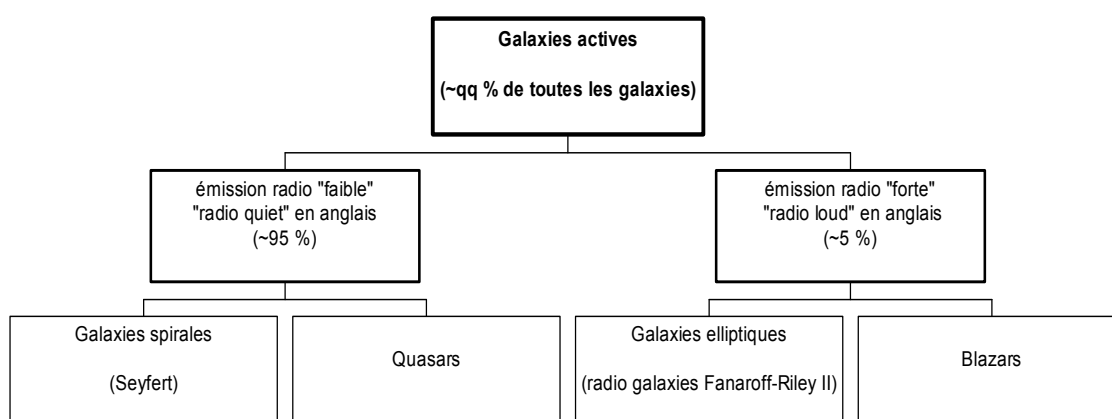


Figure B-6 : répartition des noyaux actifs de galaxie [12].

Des scénarios dans lesquels les AGN sont interprétés comme des manifestations différentes d'un même type d'objet central, avec différentes puissances et géométries, sont devenus très populaires. La Figure B-7 montre les éléments clés dans ces modèles d'unification : un disque d'accrétion non résolu sur une échelle inférieure à 1 pc et deux jets opposés placés perpendiculairement à ce disque. Les jets sont complètement visibles quand ils sont placés perpendiculairement à l'observateur, alors qu'ils ne sont pas clairement distinguables quand ils sont vus de face, même quand leur émission est relativistiquement augmentée en luminosité et en fréquence par effet Doppler : c'est le cas des blazars. Sur des

échelles de l'ordre du parsec, le flux d'accrétion prend la forme d'un tore moléculaire épais qui, en fonction de l'angle de vue, peut obscurcir le moteur central (cas des galaxies de Seyfert II).

Un disque d'accrétion avec un jet perpendiculaire collimé est également un modèle favorisé pour expliquer la luminosité et les émissions des AGN. Alors que les photons UV, X et les γ de basse énergie ($E < \sim 10$ MeV) peuvent être émis plus ou moins isotropiquement du disque d'accrétion, les photons de plus haute énergie doivent être produits par des mécanismes qui les focalisent. Ces radiations à hautes énergies doivent en effet émerger d'une puissante source de rayons X, un lieu où les interactions $\gamma + X \rightarrow e^+ + e^-$ devraient empêcher les γ de s'échapper, sauf dans le cas d'émission γ collimées. Dans un tel contexte, il n'est pas surprenant que seul des blazars aient été détectés à haute énergie. Dans le troisième catalogue d'EGRET, un total de 66 blazars ont été identifiés, incluant des objets lointains (jusqu'à des décalages vers le rouge de 2,3) alors que seulement quelques blazars proches ont été détectés, à très haute énergie (au-delà du TeV), par des télescopes Tcherenkov installés au sol.

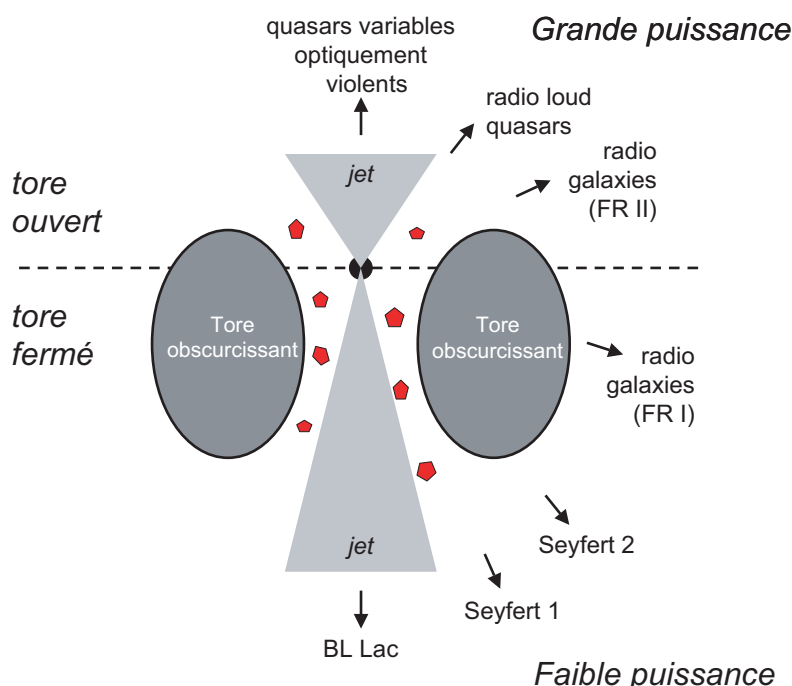


Figure B-7: diagramme schématique illustrant le modèle unifié des AGN. La partie supérieure correspond à une source de grande puissance avec des jets émergeant du tore « ouvert », la partie inférieure à une source de faible puissance avec des jets émergeant d'un tore « fermé ». Des morphologies différentes sont produites en fonction de l'orientation de l'observateur par rapport au tore obscurcissant et aux jets. Les BL lac et les quasars variables optiquement violents sont appelés blazars dans le texte [13].

Les noyaux actifs de galaxies, du fait de leur fantastique quantité d'énergie émise (10^{42-43} erg·s⁻¹ pour les galaxies Seyfert, 10^{45-48} erg·s⁻¹ pour les quasars), de leur spectre s'étendant au-delà du TeV et de leur variabilité inférieure à 10^5 s sont les candidats idéals pour expliquer l'accélération des rayons cosmiques. Dans le disque d'accrétion et lors de la chute de la matière vers le trou noir, des particules sont accélérées. Elles peuvent alors interagir avec la matière ou avec le champ de rayonnement ambiant. De plus, les plasmas entourant le trou noir central génèrent d'intenses champs magnétiques et la densité de matière est telle que les photons et les protons sont piégés, seuls les neutrinos sont susceptibles de s'échapper.

Les jets sont également un site privilégié pour l'accélération de particules. Leurs longueurs peuvent varier de quelques kpc à quelques Mpc ; le champ magnétique y est de l'ordre de 10^{-4} G. Dans ces jets le facteur de Lorentz Γ est élevé, ceci entraîne pour nous observateurs une amplification de l'intensité.

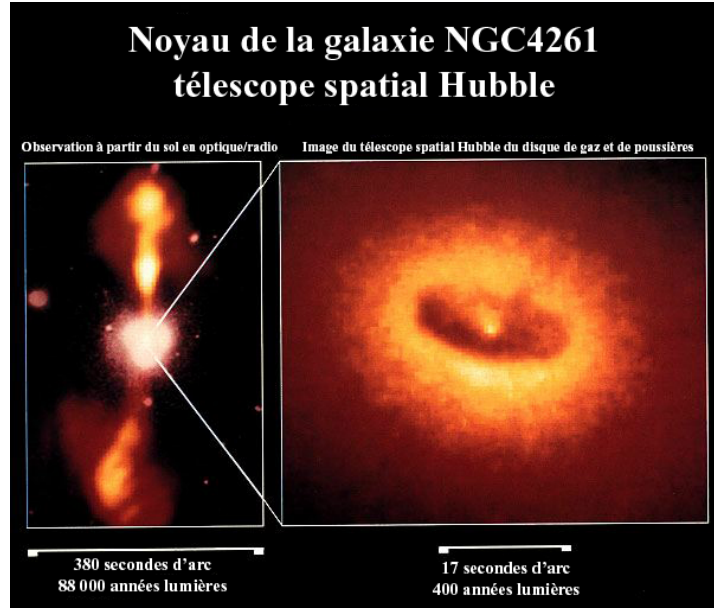


Figure B-8 : image de la galaxie active NGC 4261 [14]. A gauche, une image prise du sol, composition entre des observations dans le visible et le radio. La photographie dans le visible laisse apparaître la galaxie en blanc alors qu'en radio les jets émergeant du cœur de la galaxie apparaissent en gris clair. A droite, une image du Hubble Space Telescope qui montre qu'un disque d'accrétion alimente en matière un possible trou noir au centre de la galaxie.

Les spectres d'énergies enregistrés sur différents AGN montrent une « bosse » dans le domaine des UV qui est généralement associée à l'émission thermique du disque d'accrétion. Un ajustement des données avec des modèles permet d'estimer la luminosité en UV des AGN à environ 0,03 fois la luminosité d'Eddington L_{edd} . L_{edd} représente la luminosité maximale qui peut être produite avant que la pression de radiation ne détruise l'objet. Le processus dominant mis en jeu est la diffusion Thomson des photons sur la matière, ce qui conduit à la relation :

$$(2) \quad L_{\text{edd}} = \frac{4\pi GM m_p c}{\sigma_T} \approx 10^{38} \left(\frac{M}{1 \text{ masse solaire}} \right) \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$$

où M représente la masse de l'objet, G est la constante de gravitation, σ_T la section efficace de Thomson et m_p la masse du proton, c la vitesse de la lumière.

De la même manière, le spectre X des AGN est relativement universel. Il est dû à l'émission synchrotron des électrons accélérés. Il est en loi de puissance avec un indice spectral de l'ordre de 1,7 au-dessus de 2 keV et s'arrête aux alentours de 1 à 2 MeV. La luminosité X est à peu près égale à la luminosité enregistrée dans l'UV. Un exemple de spectre de photons émis par un AGN (Markarian 421) est représenté sur la Figure B-9.

La densité de photons présents au sein de la source peut être estimée à partir de la luminosité L_{obs} observée par une simple égalité :

$$(3) \quad L_{\text{obs}} \propto 4\pi R^2 \int \epsilon n(\epsilon) d\epsilon$$

où ϵ est l'énergie des photons, $n(\epsilon)$ représente la densité de photons par unité de volume et d'énergie, qui est de l'ordre de $10^{14} \text{ photons} \cdot \text{cm}^{-3}$, et R le rayon de la source.

De nombreux modèles utilisent les AGN pour expliquer l'origine des rayons cosmiques de haute énergie et prédire un flux de neutrinos d'origine extragalactique.

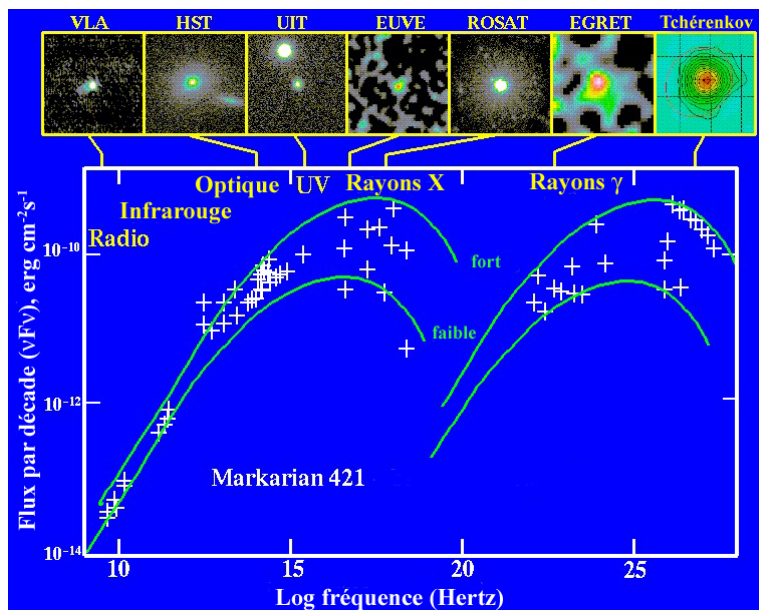


Figure B-9 : spectre de Mkn 421, un AGN typique [15]. La première bosse est associée à l'émission synchrotron des électrons accélérés dans les jets. La deuxième bosse peut s'expliquer soit par diffusion Compton inverse (modèle électromagnétique), soit par la désintégration des pions neutres (modèles hadroniques)

B.4.5 Les microquasars

Les microquasars sont, comme leur nom l'indique, des modèles réduits de quasars ([16] et [17]). Ce sont des systèmes binaires X formés d'un trou noir en rotation, de petite masse, environ 10 masses solaires, et d'une étoile compagne. La matière constituant l'enveloppe de l'étoile est attirée gravitationnellement par le trou noir et forme le disque d'accrétion. Ils présentent les mêmes particularités que les quasars : des jets alimentés par un disque d'accrétion. Leur intérêt est d'être extrêmement proche et d'avoir des constantes de temps beaucoup plus courtes que pour les quasars (les constantes de temps semblent évoluer comme la masse du trou noir). Ce sont de formidables laboratoires qui permettent de tester la physique de l'accrétion, la formation des jets et d'observer en quelques minutes ce qui prend des années dans les AGN. Les microquasars pourraient eux aussi produire des neutrinos et des prédictions sur le flux en provenance des microquasars connus ont été faites par Levinson et Waxman en 2001 [18] et par Distefano et al. en 2002 [19].

B.4.6 Les sources exotiques

L'observation de rayons cosmiques d'une énergie supérieure à 10^{11} GeV, compte tenu de l'effet GZK, ne peut se comprendre que s'ils proviennent de notre voisinage, n'ayant parcouru que 50 à 100 Mpc. Malheureusement, à cette distance, le nombre de sources potentielles semble bien trop faible pour expliquer les observations. La proximité de ces événements pourrait s'expliquer par des phénomènes plus exotiques, tels les modèles de défauts topologiques ou les modèles invoquant des particules super massives. Dans ces modèles, des particules lourdes, instables, se désintègrent et donnent des neutrinos et des photons d'ultra-haute énergie [5]. Les neutrinos se propagent sur de grandes distances, interagissent dans notre voisinage avec le rayonnement fossile en neutrinos. Ces interactions produisent les rayons cosmiques aux énergies supérieures à la coupure GZK.

B.5 Contraintes pour atteindre les énergies extrêmes

Comme déjà brièvement évoqué, l'accélération de particules à haute énergie nécessite :

1. la présence d'un intense champ magnétique ;
2. des sources de tailles suffisamment grandes, afin d'assurer le confinement des particules à accélérer.

L'énergie accessible est une fonction de R - le rayon de giration qui va déterminer la taille minimale de l'objet - et B - le champ magnétique - suivant la formule :

$$(4) \quad E \text{ (GeV)} = Z e c B R \approx 10^{12} Z \left(\frac{B}{1 \text{ Gauss}} \right) \left(\frac{R}{1 \text{ pc}} \right)$$

Ainsi à B et R fixés, dans le plan (logB, logR) les configurations permettant d'atteindre une certaine valeur d'énergie E se trouvent être des droites. Il est ainsi facile de déterminer les sources susceptibles d'accélérer les particules jusqu'aux énergies extrêmes en les disposant sur le diagramme de la Figure B-10 appelé diagramme de Hillas.

Les noyaux actifs de galaxies, les sursauts gamma, ainsi que les étoiles à neutrons apparaissent comme des sources susceptibles d'accélérer les protons jusqu'aux énergies les plus hautes. Les naines blanches et les résidus de supernovæ ou « Supernova Remnants » (SNR) arrivent légèrement en retrait, ne permettant pas d'atteindre les 10^{10} GeV.

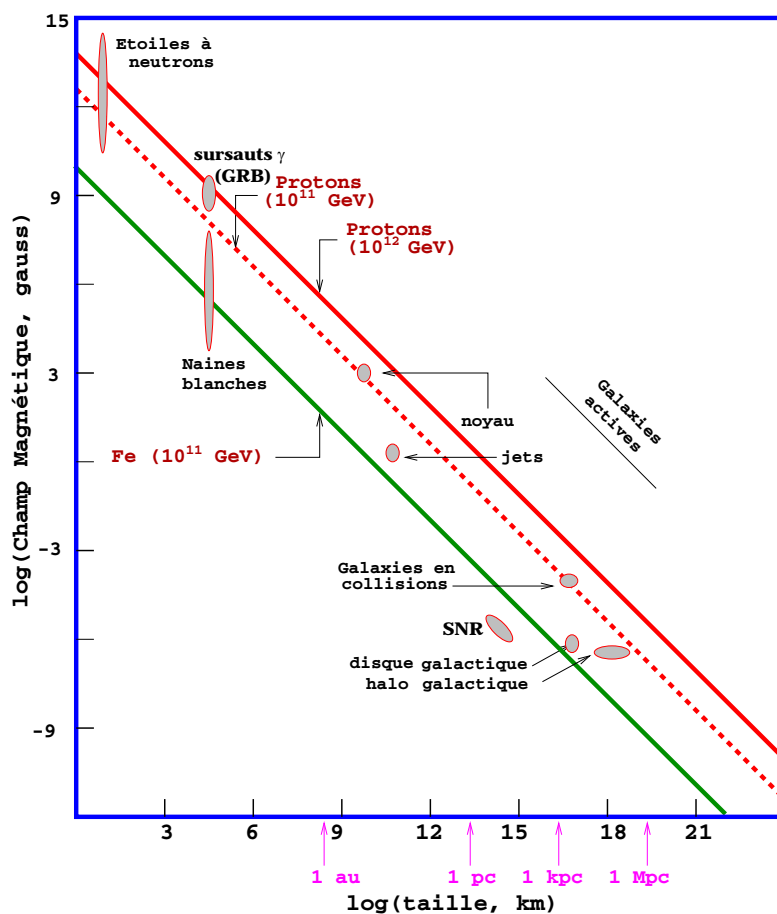


Figure B-10 : diagramme de Hillas montrant les sources susceptibles d'accélérer des particules jusqu'à une énergie donnée [20]. Les droites correspondent aux conditions nécessaires à l'accélération de protons à 10^{11} GeV et 10^{12} GeV et de noyaux de Fer à 10^{11} GeV. Les objets situés en dessous des droites ne sont pas susceptibles d'accélérer les particules jusqu'à l'énergie correspondante.

L'effet GZK qui limite les possibilités d'une astronomie photonique de haute énergie et les questions soulevées par les observations des rayons cosmiques justifient la volonté de développer une astronomie neutrino. En effet, nous avons vu que l'astronomie neutrino est complémentaire des méthodes classiques d'observation. Dans le chapitre E, nous expliquerons également qu'une observation de la source RX J173.7-3946, réalisée par la collaboration CANGAROO, semble ne pouvoir s'expliquer qu'en invoquant la présence de mécanismes hadroniques. Ceci est une motivation supplémentaire pour la construction d'un télescope à neutrinos.

Cependant les propriétés qui font du neutrino un excellent messenger cosmique (neutralité, faible interaction et grand libre parcours moyen) rendent sa détection difficile. Le volume instrumenté doit être de l'ordre du kilomètre cube afin de pouvoir débiter une réelle astronomie. Des programmes de recherche et développement ambitieux sont conduits par plusieurs collaborations internationales pour le développement des techniques nécessaires à la construction d'un tel détecteur.

Le chapitre suivant décrit le principe de fonctionnement d'un télescope à neutrinos et les différents projets. Il inclut également une description plus détaillée du détecteur ANTARES.

C. LES TELESCOPES A NEUTRINOS

Les caractéristiques des télescopes à neutrinos sont dictées par les propriétés des neutrinos. Ils interagissent uniquement par interaction faible. De ce fait, leur libre parcours moyen est immense et la plupart d'entre eux traverse la matière sans interagir. Par conséquent, il est nécessaire d'utiliser une cible la plus grande possible : la Terre.

Les neutrinos sont détectés via leur interaction par courant chargé. Celle-ci produit un lepton dans l'état final : c'est sa détection qui signe l'interaction du neutrino. Les neutrinos muoniques sont les plus faciles à détecter car le muon produit parcourt une plus grande distance comparée à un électron ou un tau. Leur parcours est d'ailleurs une fonction croissante de l'énergie tout comme la quantité de lumière Tcherenkov qu'ils émettent. De plus, c'est cette lumière Tcherenkov qui est utilisée pour les détecter.

L'augmentation de la section efficace d'interaction des neutrinos, du parcours et de la quantité de lumière émise par le muon avec l'énergie du neutrino, dans les télescopes à neutrinos, favorise les hautes énergies. Mais, comme le flux de neutrinos décroît en loi de puissance avec l'énergie, le taux d'événement diminue avec l'énergie. Il est ainsi nécessaire d'instrumenter un large volume pour signer leurs rares interactions. Les performances optimales des télescopes neutrinos se retrouvent vers $10^5 \text{ GeV} - 10^6 \text{ GeV}$ et résultent d'un compromis entre la diminution des flux et la plus grande efficacité de détection des événements de haute énergie.

Une technique permettant d'instrumenter de grands volumes est celle des détecteurs Tcherenkov. Il s'agit d'installer un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs au fond d'un lac, de la mer ou dans la glace.

Il apparaît nécessaire de construire un détecteur à l'échelle du km^3 pour débiter une réelle astronomie neutrino. Ceci ne peut se faire sans une réelle étude de faisabilité. Le projet ANTARES se situe actuellement dans cette phase.

Les phénomènes physiques ainsi que le principe de détection brièvement mentionné ici seront approfondis dans la partie C.1. Ensuite, le détecteur et le programme de recherche et développement mis en place dans le cadre d'ANTARES seront décrits en C.2 et C.3. Enfin, le projet ANTARES sera comparé aux autres expériences de télescope à neutrinos dans C.4.

C.1 Principe de détection

C.1.1 Interaction des neutrinos avec la matière

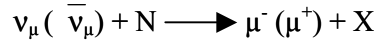
Les neutrinos interagissent par interaction faible en courant neutre (CN), via un Z_0 , ou en courant chargé (CC), via un W^\pm . L'interaction courant chargé d'un neutrino avec un nucléon produit un lepton de même saveur et une gerbe hadronique alors que l'interaction courant neutre ne produit qu'une gerbe hadronique. Les interactions CC sont plus aisées à repérer dans le cas d'un neutrino muonique, car le lepton produit est un muon. Ce muon peut se propager sur une grande distance rendant la détection de l'interaction du neutrino plus probable ; ce sont ces événements que les télescopes à neutrinos tentent de repérer¹⁶.

¹⁶ En fait l'interaction d'autres saveurs dans le détecteur peut aussi être utilisée mais ne sera pas abordée ici [21].

Autour de 10^5 GeV, le libre parcours moyen du neutrino devient plus petit que le diamètre terrestre : la Terre commence alors à devenir opaque aux neutrinos. Les neutrinos parcourant le plus long chemin dans la Terre, les verticaux, sont les premiers affectés puis, l'énergie augmentant encore, le libre parcours moyen continue de diminuer et seuls les neutrinos proches de l'horizon peuvent atteindre le détecteur.

Ce phénomène serait un avantage pour les télescopes à neutrinos si les muons produits par interaction CC se propageaient sur des distances de l'ordre du diamètre terrestre. Hors ce n'est pas le cas, leur parcours est une fonction croissante de l'énergie mais ne peut excéder quelques dizaines de kilomètres. L'intégration des propriétés de propagation des particules est essentielle pour savoir quels événements sont susceptibles d'atteindre le détecteur (C.1.2).

Les muons potentiellement détectables sont ceux résultant de l'interaction CC d'un neutrino ν sur un nucléon N produisant dans l'état final un muon μ et une gerbe hadronique X :



La section efficace de cette réaction s'exprime comme :

$$(5) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{2 G_F^2 m_N E_\nu}{\pi} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 \left[x q(x, Q^2) + x \bar{q}(x, Q^2) (1 - y^2) \right] \\ \text{avec } x = \frac{Q^2}{2 m_N (E_\nu - E_\mu)} \text{ et } y = \frac{E_\nu - E_\mu}{E_\nu} \end{array} \right.$$

où x et y sont les variables de Björken, m_N la masse du nucléon, M_W la masse du boson W , G_F la constante de Fermi. Q^2 représente l'opposé du carré de la quadri impulsion transférée entre le muon et le neutrino. Les fonctions $q(x, Q^2)$ et $\bar{q}(x, Q^2)$ représentent les fonctions de distribution des différents quarks au sein des nucléons (quarks de valence et de la mer).

La Figure C-1 montre l'évolution de la section efficace en fonction de l'énergie du neutrino.

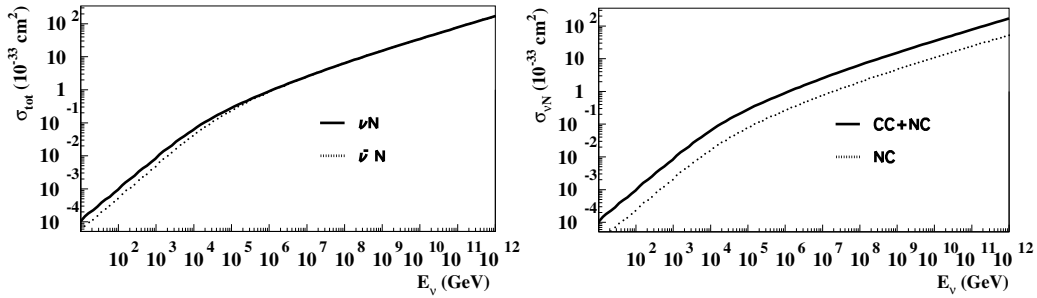


Figure C-1 : évolution de la section efficace d'interaction des neutrinos en fonction de leur énergie exprimée en GeV ([22] et [23]). La figure de droite montre la section efficace totale (CC + CN) pour les neutrinos et anti-neutrinos, celle de gauche la comparaison des sections efficaces courant neutre (CC) $\sigma(\nu N \rightarrow \nu + X)$ et courant chargé (NC) $\sigma(\nu N \rightarrow \mu^- + X)$

Ainsi l'augmentation de la section efficace avec l'énergie permet d'augmenter le taux d'événement et le volume de sensibilité du détecteur car :

- la probabilité d'interaction d'un neutrino augmente avec son énergie ;
- l'énergie du muon produit a plus de chance d'être élevée et ainsi son parcours augmenté.

Malheureusement cet effet a ses propres limitations, la section efficace devenant tellement grande que la Terre devient opaque au neutrino.

L'augmentation de la section efficace avec l'énergie du neutrino, passant de 10^{-37} cm^2 à 10 GeV à 10^{-33} cm^2 à 10^6 GeV , induit une diminution de la longueur moyenne d'interaction L_{int} :

$$(6) \quad L_{\text{int}}(E_\nu) = \frac{1}{\sigma_{\nu N}^{\text{total}}(E_\nu) n}$$

où n est la densité de nucléons cibles exprimée en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$.

Selon son angle zénithal θ_ν (angle par rapport à la verticale du détecteur), le neutrino ne traverse pas la même colonne de densité $z(\theta_\nu)$ de matière et n'a pas la même probabilité d'interagir dans la Terre.

Il est commode de définir le coefficient de transmission de la Terre $S(E_\nu)$ comme :

$$(7) \quad \begin{cases} S(E_\nu) = \frac{1}{2\pi} \int S(E_\nu, \theta_\nu) \psi(E_\nu, \theta_\nu) d\cos\theta_\nu \\ S(E_\nu, \theta_\nu) = e^{\frac{-z(\theta_\nu)}{L_{\text{int}}(E_\nu)}} \end{cases}$$

Le terme exponentiel représente l'absorption des neutrinos dans la Terre (voir Figure C-3) alors que la fonction $\psi(E_\nu, \theta_\nu)$ considère la régénération des neutrinos dans la Terre par les interactions courants neutres comme illustré sur la Figure C-2 à gauche.

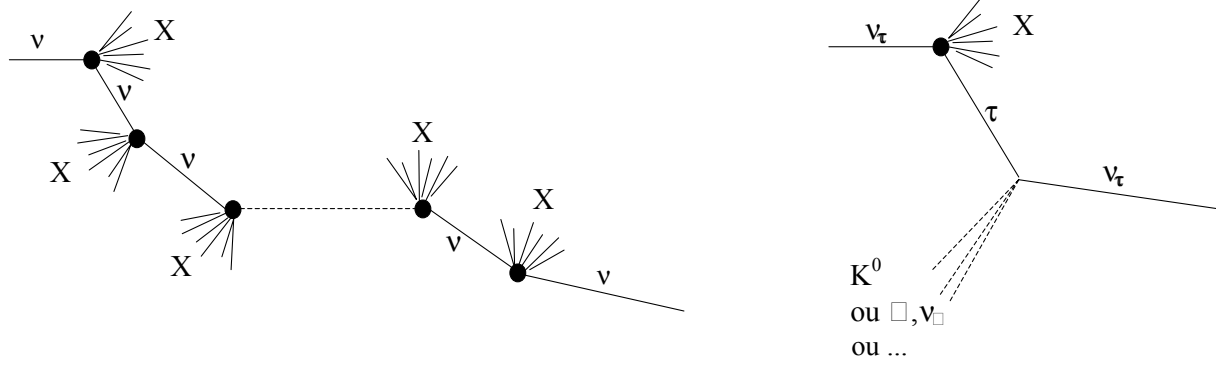


Figure C-2 : régénération des neutrinos dans la Terre. La figure de gauche illustre la régénération des neutrinos dans la Terre par interactions CN, celle de droite la régénération des neutrinos tauïques par la désintégration du tau produit lors de leur interaction CC.

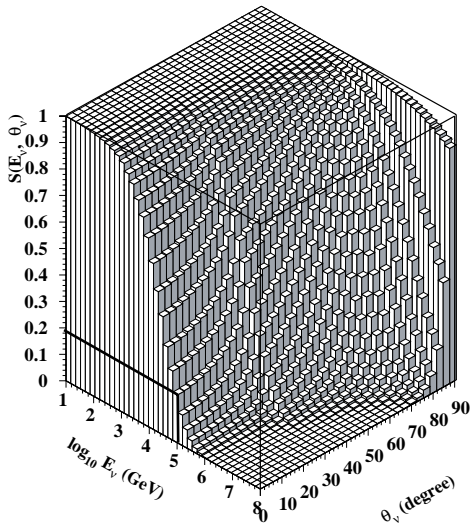


Figure C-3 : évolution du coefficient de transmission en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal du neutrino [24].

Ainsi, comme illustré sur la Figure C-3, l'absorption dans la Terre est négligeable pour des neutrinos horizontaux ($\theta_v = 90^\circ$). Le flux des neutrinos ascendants ($\theta_v = 0^\circ$) est réduit de plus de 70% au-delà de $E_v \sim 10^5$ GeV. Cet argumentaire est valable pour les neutrinos électroniques et muoniques dont le parcours est plus ou moins long en fonction de l'énergie, mais il n'est plus vrai pour les neutrinos tauiques. En effet, les neutrinos tauiques sont régénérés après leurs interactions par la désintégration du tau, qui a lieu avant son absorption. Celle-ci donne un nouveau neutrino tau de plus basse énergie comme illustré sur la Figure C-2 à droite. Ce processus peut s'enchaîner jusqu'à ce que le neutrino ait une énergie suffisamment faible pour ne pas interagir avec le milieu, c'est à dire vers 10^3 GeV.

C.1.2 Propagation des muons

La déviation entre la direction du neutrino et celle du muon est gouvernée par deux processus : la cinématique de l'interaction qui fait que le muon n'est pas forcément produit dans la direction du neutrino et la diffusion coulombienne subie par le muon lors de son parcours dans la matière. En première approximation, l'angle entre la direction du neutrino et la direction du muon, $\theta_{\nu\mu}$, au niveau du vertex s'écrit [25] :

$$(8) \quad \sqrt{\langle \theta_{\nu\mu}^2 \rangle} \sim \sqrt{\frac{m_N}{E_v}} (\text{rad}) = \begin{cases} 5,7^\circ & \text{à } 100 \text{ GeV} \\ 1,8^\circ & \text{à } 1 \text{ TeV} \end{cases}$$

L'évolution de l'angle $\theta_{\nu\mu}$ en fonction de l'énergie du neutrino peut être évaluée à partir de la simulation Monte Carlo. Il suffit de comparer la direction du neutrino à celle du muon au niveau du vertex et du détecteur. Ceci permet d'inclure la cinématique de l'interaction ainsi que les effets dus à la propagation du muon, comme illustré sur la Figure C-4. Cette figure montre clairement deux régimes :

- à basse énergie, en-dessous de 10^4 GeV, c'est la cinématique qui détermine la déviation $\theta_{\nu\mu}$ qui est supérieure au degré ;
- à haute énergie, l'effet de la cinématique devient négligeable et c'est la diffusion qui fixe la valeur de $\theta_{\nu\mu}$.

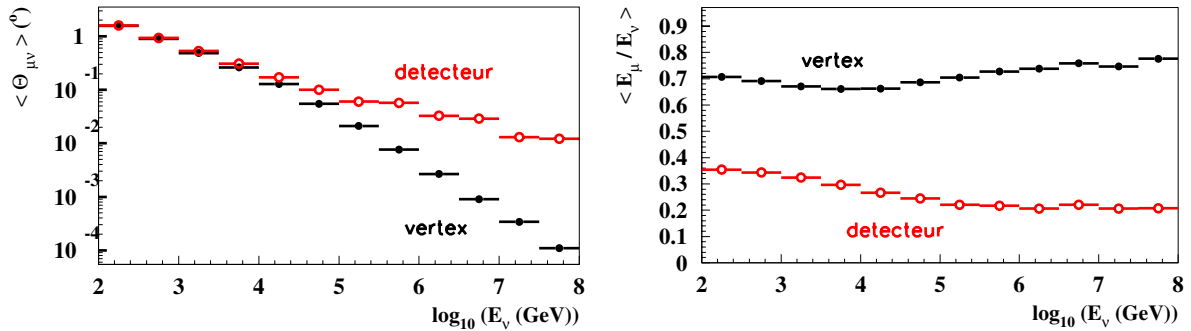


Figure C-4 : comparaison de la déviation entre le neutrino et le muon et de la fraction d'énergie emportée par le muon au niveau du vertex et au niveau du détecteur. La figure de gauche montre l'évolution de l'angle moyen entre le neutrino et le muon en fonction de l'énergie du neutrino, celle de droite l'évolution de la fraction d'énergie du neutrino emmenée par le muon.

L'évolution de $\langle \theta_{\mu\nu} \rangle$ au niveau du détecteur peut être décrite par (les énergies sont exprimées en TeV) :

$$(9) \quad \langle \theta_{\mu\nu} \rangle \approx \begin{cases} \frac{0,65^\circ}{E_v^{0,48}} & E_v < 100 \text{ TeV} \\ \frac{0,33^\circ}{E_v^{0,32}} & E_v > 100 \text{ TeV} \end{cases}$$

Le muon produit par l'interaction du neutrino doit se propager dans la matière. Il traverse différents milieux dans lesquels les propriétés de perte d'énergie sont différentes.

Celles-ci sont principalement gouvernées par la densité de la matière traversée et par l'énergie de la particule. Ainsi, à basse énergie le muon est une particule au minimum d'ionisation alors qu'à haute énergie il perd en plus son énergie dans des événements dits « catastrophiques » : bremsstrahlung, production de paire $e^+ - e^-$ et interactions photo-nucléaires. Ces processus induisent de grandes fluctuations sur la perte d'énergie.

A très haute énergie, au-delà de 10^9 GeV, les incertitudes sur les sections efficaces deviennent importantes et ne permettent que de calculer des ordres de grandeur.

La Figure C-5 montre l'évolution de la perte d'énergie des muons en fonction de l'énergie, dans la roche et dans l'eau. Celle-ci peut s'écrire comme :

$$(10) \quad \frac{dE}{dx} = a(E) + b(E) E$$

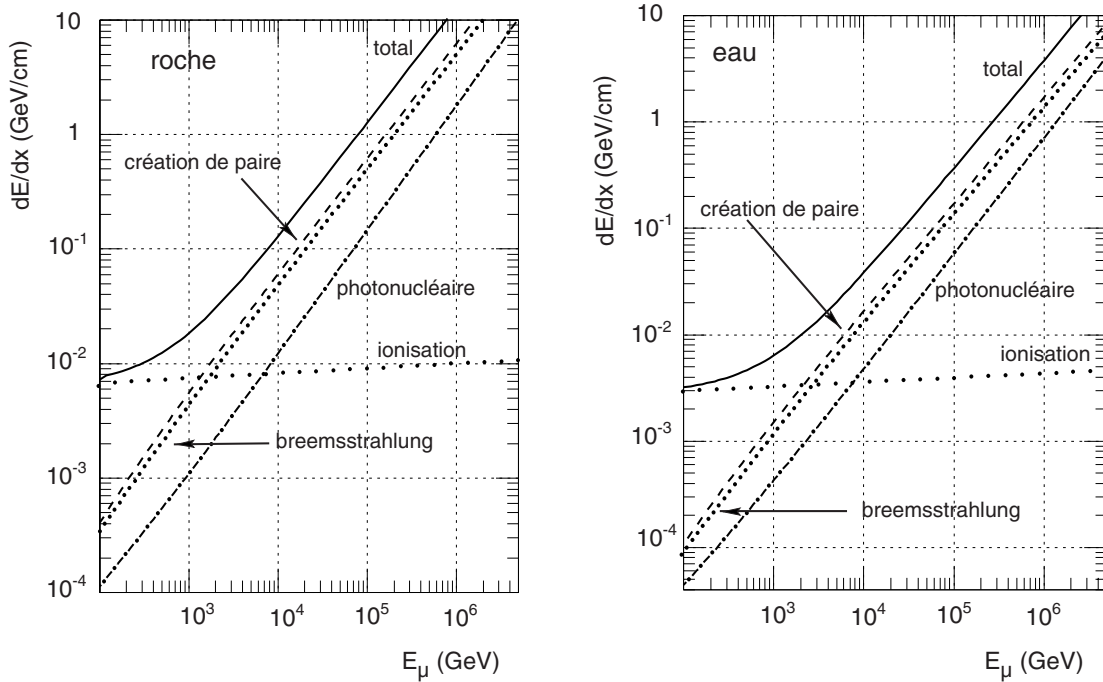


Figure C-5 : évolution de la perte d'énergie des muons en fonction de leur énergie [26] . La figure de gauche montre la perte d'énergie dans la roche, celle de droite la perte d'énergie dans l'eau.

Les pertes par ionisation sont prises en compte dans la fonction a et les pertes catastrophiques dans la fonction b. La perte d'énergie due à l'ionisation est quasi constante quelque soit l'énergie alors que les pertes d'énergies dues au bremsstrahlung et à la création de paire évoluent comme E. Les valeurs typi-

ques de a et b sont respectivement de $2,2 \cdot 10^{-3} \text{ GeV g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ et $4 \cdot 10^{-6} \text{ g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$. Ces valeurs évoluent faiblement avec l'énergie pour un matériau donné comme permet de le constater la Figure C-5.

Le parcours R_μ d'un muon d'énergie E_0 dans un matériau donné peut être estimé en considérant a et b comme constants :

$$(11) \quad R_\mu = \int_0^{E_0} \frac{1}{\frac{dE}{dx}} dE \sim \frac{1}{b} \ln\left(1 + \frac{b}{a} E_0\right)$$

Le rapport a/b s'appelle l'énergie critique, $E_\mu^{\text{crit.}}$. Il représente l'énergie à partir de laquelle les pertes par ionisation et catastrophiques sont d'égale importance, ceci se produisant généralement aux alentours du TeV.

A basse énergie, $E < E_\mu^{\text{crit.}}$, le parcours du muon est proportionnel à son énergie. En effet, dans cette région $b \cdot E$ est très petit devant a et le parcours R_μ devient simplement E_0/a . Cette propriété est utilisée dans les analyses basses énergies comme la recherche de WIMPS ou les oscillations de neutrinos. Dans ces études, les muons visibles sont contenus dans le détecteur et leur longueur de parcours permet de remonter à leur énergie.

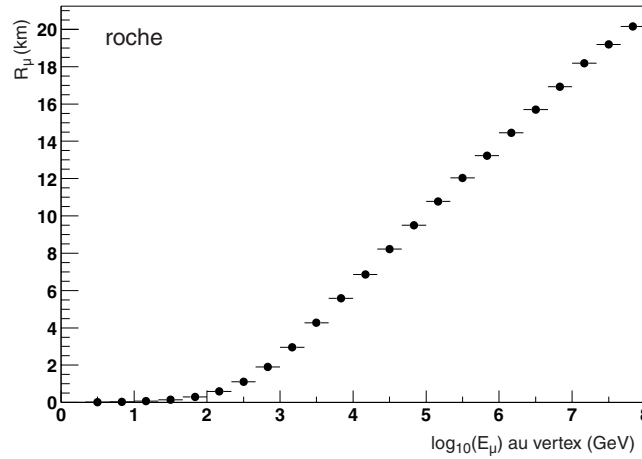


Figure C-6 : évolution du parcours du muon R_μ dans la roche en fonction de son énergie au vertex d'interaction. A haute énergie R_μ évolue linéairement avec le log de l'énergie du muon.

Pour $E > E_\mu^{\text{crit.}}$, c'est le terme en $b \cdot E$ qui domine et le parcours moyen devient proportionnel à $\log E$ (voir Figure C-6). Malheureusement et à cause des grandes fluctuations des pertes d'énergies, le calcul analytique du parcours du muon devient impossible et il s'avère nécessaire de recourir à une simulation Monte Carlo. L'estimation de l'énergie n'est plus basée sur une estimation du parcours, car à ces énergies, le muon traverse le détecteur, mais sur une estimation du dE/dx . Ceci sera expliqué dans le paragraphe D.5.

C.1.3 Détection des muons

Cette partie va se focaliser sur la méthode employée pour détecter les muons produits par l'interaction courant chargé d'un neutrino.

C.1.3.1 Effet Tcherenkov

La détection de neutrinos dans de grands volumes repose sur l'effet Tcherenkov. Les muons produits par l'interaction de neutrinos traversent un milieu d'indice n avec une vitesse v . Dans ce même milieu,

la lumière se propage à la vitesse $c/n^{(17)}$ ($n = 1,35$). L'émission de lumière Tcherenkov a lieu si la vitesse v du muon est supérieure à celle de la lumière dans le milieu : $\beta = v/c > 1/n$.

Les muons d'énergie supérieure à 10 GeV sont ultra-relativistes et leur facteur de Lorentz β est de loin supérieur au seuil d'émission Tcherenkov. Ce rayonnement possède les propriétés suivantes :

1. un front d'onde, résultant de l'interférence constructive des ondes émises tout le long du trajet de la particule, se propage suivant un angle fixe θ_c par rapport à la trajectoire du muon :

$$(12) \quad \cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} \sim 43^\circ \text{ dans l'eau}$$

2. le nombre de photons émis par unité de longueur dx et par unité de longueur d'onde $d\lambda$ est défini par :

$$(13) \quad \frac{d^2 N_\gamma}{dx d\lambda} = \frac{2\pi \alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) = \frac{2\pi}{\lambda^2} \alpha \sin^2 \theta_c$$

où α représente la constante de structure fine.

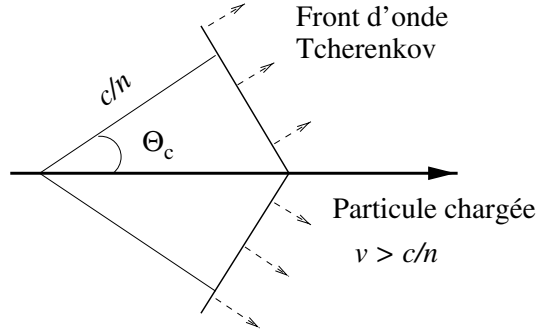


Figure C-7 : illustration de l'effet Tcherenkov. Le front d'onde est émis sous un angle θ_c par rapport à la trace de la particule chargée.

Les photons Tcherenkov, avant d'être détectés, doivent se propager dans l'eau, milieu diffusant et absorbant. Le nombre de photons Tcherenkov ayant parcouru une distance d peut s'exprimer comme :

$$(14) \quad \frac{dN_\gamma^d}{d\lambda} \sim \frac{1}{4\pi} \frac{1}{d} \frac{1}{\lambda_{\text{eff}}} \frac{1}{\lambda^2} \exp\left(\frac{-3d}{\sqrt{L_{\text{abs}} L_{\text{eff}}}}\right)$$

où les quantités L_{eff} et L_{abs} caractérisent la longueur effective de diffusion et d'absorption dans le milieu. Ces quantités intrinsèques au milieu seront explicitées au paragraphe C.3.2.

Les photons sont généralement détectés à l'aide de photomultiplicateurs. Le nombre de photons émis par unité de longueur est obtenu en intégrant la formule (13) dans la gamme de sensibilité des photomultiplicateurs utilisés :

$$(15) \quad \begin{cases} \frac{dN_\gamma}{dx} = 2\pi\alpha \sin^2 \theta_c \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \epsilon_{\text{pm}}(\lambda) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \\ \text{pour un détecteur parfait } \epsilon_{\text{pm}}(\lambda) = 1 \Rightarrow \frac{dN_\gamma}{dx} = 350 \text{ photons/cm avec } \begin{cases} \lambda_1 = 300 \text{ nm} \\ \lambda_2 = 600 \text{ nm} \end{cases} \end{cases}$$

¹⁷ En réalité l'indice optique de l'eau varie légèrement avec la longueur d'onde.

La fonction $\varepsilon_{PM}(\lambda)$ représente l'efficacité de détection du photomultiplicateur pour un photon de longueur d'onde λ . Un détecteur parfait possède un $\varepsilon_{PM}(\lambda)$ de 1, l'efficacité des photomultiplicateurs utilisés par ANTARES sera présentée en D.1.2.2 dans la Figure D-2. La détection des muons repose sur l'observation de la lumière Tcherenkov. Cela nécessite l'installation d'un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs. Les propriétés des photomultiplicateurs ainsi que la géométrie du détecteur ANTARES seront présentées en C.2.

C.1.3.2 Surface effective et estimation du nombre d'événements attendus

L'estimation du nombre d'événements associés à un flux de neutrinos donné se fait en considérant la surface effective en neutrino, $A_{v,c}^{eff}$ [27]. Cette surface effective prend en compte tous les effets subis par le neutrino avant sa détection, telles l'absorption de la terre et l'interaction. Elle intègre aussi tous les paramètres liés à l'efficacité du détecteur et aux propriétés optiques du milieu. Cette surface effective est déterminée à partir d'une simulation complète des événements. Plus généralement, une surface effective peut être définie pour différentes sources physiques I (muons, neutrinos muoniques...) et à différents niveaux de sélection c (déclenchement, reconstruction...).

La surface effective en neutrinos est définie comme le rapport du nombre d'événements détectés par unité de temps et du flux. Elle se calcule par :

$$(16) \quad A_{v,c}^{eff}(E_v, \theta_v, \varphi_v) = V_{v,c}^{eff}(E_v, \theta_v, \varphi_v) (\rho N_a) \sigma(E_v) P_{terre}(E_v, \theta_v)$$

où E_v représente l'énergie du neutrino, θ_v et φ_v sa direction, ρN_a le nombre de nucléons cibles par unité de volume, $\sigma(E_v)$ la section efficace d'interaction, $P_{terre}(E_v, \theta_v)$ l'absorption dans la Terre et $V_{v,c}^{eff}(E_v, \theta_v, \varphi_v)$ le volume effectif neutrino.

Le volume effectif, $V_{v,c}^{eff}(E_v, \theta_v, \varphi_v)$ est le produit entre la fraction des événements de type I_c étudiés, parmi les N_{gen} générés, et le volume V_{gen} dans lequel les événements sont générés :

$$(17) \quad V_v^{eff}(E_v, \theta_v, \varphi_v) = \frac{N_{I_c}(E_v, \theta_v, \varphi_v)}{N_{gen}(E_v, \theta_v, \varphi_v)} V_{gen}$$

Le taux d'événements de type I_c associés au flux spécifié est le produit de la surface effective $A_{v,c}^{eff}$ multiplier et du flux différentiel des neutrinos, $d\Phi_v/dE_v$. Dans ANTARES, $A_{v,c}^{eff}$ a été précalculé pour toute une série de configurations ; ce nombre d'événements dans le détecteur peut donc être rapidement obtenu.

Le même principe peut être appliqué aux muons, la surface effective s'appellant alors surface effective en muon A_{μ}^{eff} . Elle permet également, mais cette fois-ci à partir d'un flux de muons $d\Phi_{\mu}/dE_{\mu}$, de calculer un taux d'événements de type I_c dans le détecteur¹⁸.

Le volume effectif $V_{\mu,c}^{eff}(E_{\mu}, \theta_{\mu}, \varphi_{\mu})$ permet d'illustrer le fait que le volume des détecteurs Tcherenkov peut être supérieur à celui du volume instrumenté, en particulier à haute énergie. En effet, du fait de la grande distance potentiellement parcourue par le muon, des muons produits à l'extérieur du détecteur peuvent être vus. Ceci est illustré sur la Figure C-8.

¹⁸ Une surface effective en muon peut également être définie, bien entendu elle ne fait pas intervenir les quantités σ , (ρN_a) et P_{Terre} [28].

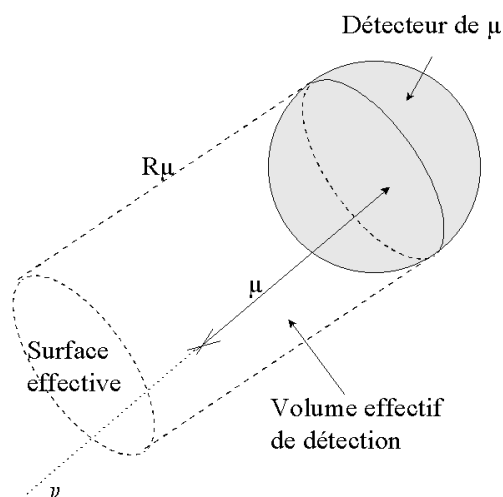


Figure C-8 : augmentation du volume effectif de détection par rapport au volume géométrique du détecteur à cause du grand parcours des muons de haute énergie [25].

C.1.4 Les bruits de fond « physiques »

En plus du signal physique provenant des neutrinos cosmiques, deux types de bruit de fond sont à distinguer, le bruit de fond lié à l'environnement (voir C.3.4) et le bruit de fond « physique » lié à des processus produisant également des muons atteignant le détecteur.

Le bruit de fond physique est dû :

- aux muons des gerbes atmosphériques ;
- à l'interaction d'un neutrino atmosphérique de haute énergie ;

Ces deux types de bruit ont la même origine : l'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère. Le rayonnement cosmique, essentiellement des protons, interagit avec un noyau de l'atmosphère, et crée une gerbe hadronique constituée, entre autres, de pions chargés π^+ et π^- . Ces pions se désintègrent en muons μ et neutrinos ν . Les électrons e^- et positrons e^+ de la gerbe initient des cascades électromagnétiques.

La Figure C-9 est un schéma montrant le développement d'une gerbe atmosphérique.

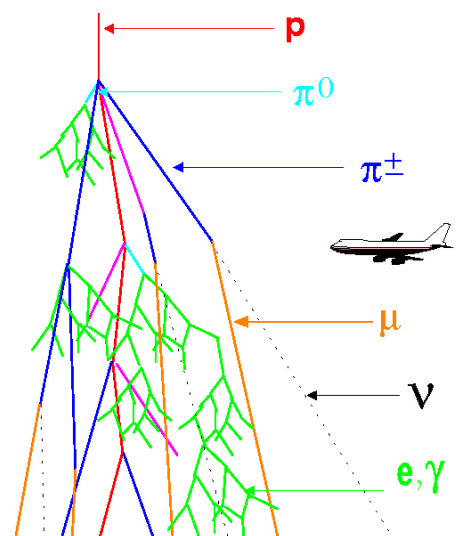


Figure C-9 : schéma de développement d'une gerbe atmosphérique. Le proton primaire interagit avec un noyau de l'atmosphère. Il s'en suit la production de pions. Ces pions se désintègrent en neutrinos et en muons.

C.1.4.1 Les muons atmosphériques

Les muons de haute énergie, produits préférentiellement au centre de la gerbe, se propagent jusqu'au niveau de la mer puis dans l'eau jusqu'au détecteur.

Plusieurs muons liés à ces gerbes peuvent atteindre simultanément le détecteur : ils sont alors appelés multi-muons. Ces événements sont formés de muons issus du cœur de la gerbe. Ils sont parallèles entre eux au niveau du détecteur (car le point d'interaction est « loin », voir le paragraphe D.1.3).

Ces muons pourront être pris pour des neutrinos de haute énergie lorsqu'ils sont reconstruits à tort comme montants.

Le flux des muons atmosphériques au niveau de la mer a une énergie moyenne de 2 GeV. Elle augmente avec la profondeur à cause de l'absorption des muons de basse énergie au cours de leur voyage. Ainsi, à 100 m, l'énergie moyenne passe à 300 GeV. A la profondeur du site ANTARES, 2400 m, le flux de muons atmosphériques verticaux est de $4 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ au-dessus de 1 TeV.

C.1.4.2 Les muons induits par l'interaction des neutrinos atmosphériques

Les neutrinos produits dans les gerbes atmosphériques le sont de façon quasi-isotrope. Leur flux décroît rapidement avec l'énergie ($\Phi \sim E^{-3}$). Pour l'essentiel, ils ne sont donc pas absorbés par la Terre et peuvent conduire à la production de muons montants ou descendants dans le détecteur (voir la Figure D-4).

Le signal recherché, une interaction de neutrino, sera constitué par la détection d'un muon montant. Les neutrinos galactiques et extragalactiques seront identifiés par l'excès d'événements qu'ils induiront à haute énergie par rapport à ce qui est attendu des neutrinos atmosphériques. Ainsi, une bonne mesure de l'énergie des muons détectés sera vitale.

Il apparaît déjà évident, de par les bruits de fond physiques inhérents à la méthode, que les points clefs déterminant les performances d'un tel détecteur sont, en plus de ses dimensions, sa résolution angulaire et sa résolution en énergie. La résolution angulaire permet de localiser précisément une source mais aussi de rejeter le bruit de fond des muons atmosphériques. La résolution en énergie assurera une bonne reconstruction du spectre des événements neutrinos atmosphériques.

C.2 Le détecteur ANTARES

La collaboration ANTARES regroupe 7 pays européens : la France, l'Espagne, l'Italie, les Pays-Bas, la Grande Bretagne, l'Allemagne et la Russie. Environ 170 ingénieurs, techniciens et physiciens y travaillent. Parmi les différents instituts impliqués se trouvent des laboratoires de physique des particules et d'astrophysique. S'y ajoute également le soutien de l'IFREMER¹⁹ et de l'INSU²⁰ pour tout ce qui touche au milieu marin.

Le détecteur proposé, comme schématisé Figure C-10, se compose dans sa version actuelle de 12 lignes espacées de 60 m. Chaque ligne est divisée en 30 étages distants de 12 mètres qui regroupent trois phototubes, soit 90 phototubes par ligne.

Les lignes sont reliées à une boîte de jonction installée en décembre 2002 (Figure C-12). Celle-ci est connectée à la côte via un câble électro-optique de 48 km de long. Ce câble a été installé fin octobre 2001 (Figure C-11). Les connexions seront effectuées en utilisant un sous-marin.

¹⁹ IFREMER : Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la MER

²⁰ INSU : Institut National des Sciences de l'Univers

La boîte de jonction renferme les convertisseurs de puissance qui servent à fournir le courant aux différentes lignes. Elle contient également le système de multiplexage qui permet d'envoyer les données en provenance des différentes lignes vers la côte.

Les données transmises incluent aussi bien les données physiques enregistrées par les phototubes que celles liées au contrôle lent du détecteur.

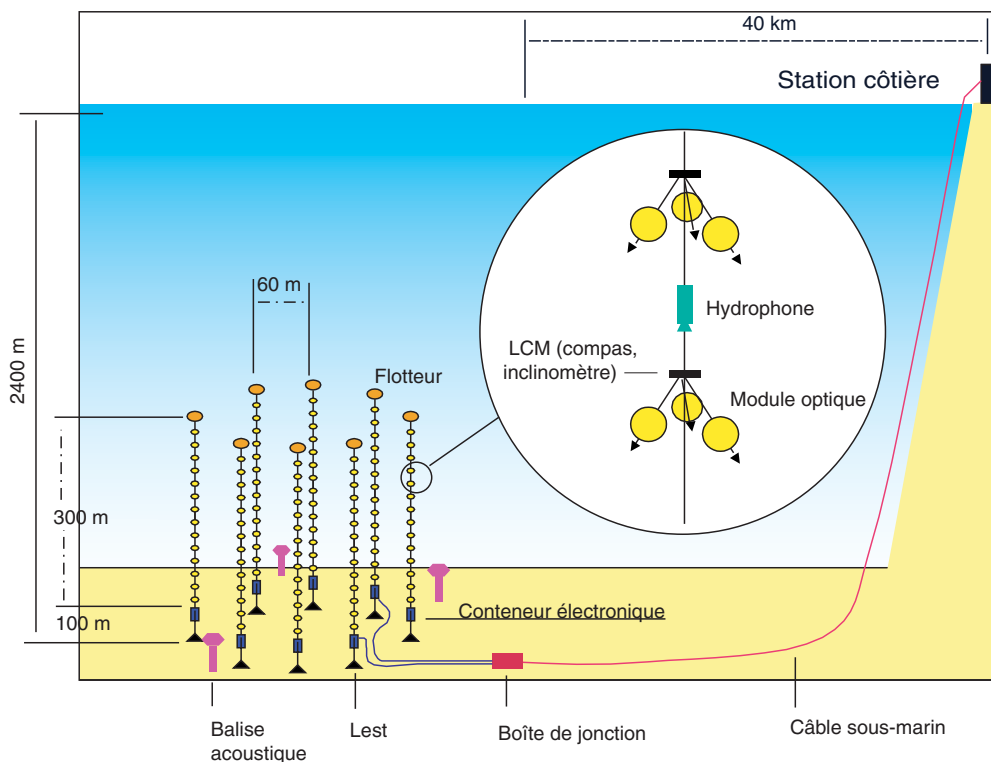


Figure C-10 : schéma du détecteur ANTARES [29] .

C.2.1 Les lignes

Les 12 lignes constituant le détecteur sont toutes identiques. Elles se composent d'un câble électromécanique de 450 m de long. Il supporte les contraintes mécaniques et assure le transport de l'énergie et des données vers et entre les différents étages.

La ligne est maintenue au sol par une ancre, composée d'un poids mort et d'une partie instrumentée récupérable. Les principaux instruments installés sur cette ancre sont : un hydrophone pour le positionnement acoustique, le système assurant la connexion entre la ligne et la boîte de jonction et l'électronique de contrôle de la ligne.

La ligne est maintenue verticale par une bouée placée à son sommet. Elle est divisée en 30 étages distants de 12 m, pour une longueur totale instrumentée de 348 m (voir la Figure C-13 qui montre la « ligne secteur », ligne prototype constituée de 5 étages (un secteur)). Chaque étage se compose de 3 modules optiques, d'un module de contrôle local, d'un inclinomètre et d'un compas. Un conteneur placé au bas de la ligne renferme l'électronique utilisée pour le traitement des signaux envoyés par les phototubes, pour l'horloge et l'équipement acoustique.



Figure C-11 : photographie montrant l'arrivée du câble électro-optique, reliant le détecteur à la côte, sur la plage des sablettes à La Seyne-sur-Mer (10 oct. 2001).



Figure C-12 : photographie montrant la boîte de jonction sur le bateau un peu avant sa mise à l'eau (9 déc. 2002).

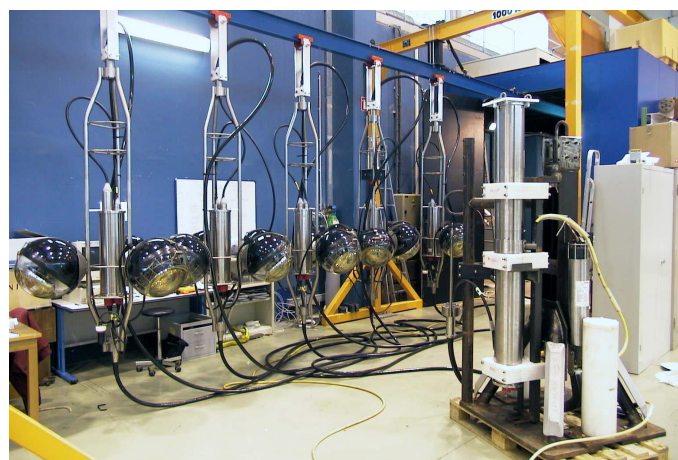


Figure C-13 : photographie montrant « la ligne secteur » (voir conclusion du chapitre), représentant 5 étages (un secteur) d'une ligne finale (nov. 2002).

C.2.2 Les modules optiques

Les modules optiques (OM) sont les éléments de base du détecteur. Ils renferment les phototubes (PM) qui détectent la lumière Tcherenkov, l'électronique associée, l'alimentation haute tension et le système d'étalonnage. Ils sont protégés de l'eau et de la pression régnant à 2400 m de profondeur par une sphère en verre de 1,5 cm d'épaisseur. La transmissibilité des sphères dans le bleu, région principale du rayonnement Tcherenkov, est supérieure à 95 %. La partie des sphères située à l'arrière des phototubes est peinte en noir pour absorber les photons induits et minimiser les risques de réflexion interne (voir Figure C-14).

Le contact optique entre la sphère et le phototube est assuré par un gel de silicone. Il permet aussi d'assurer le maintien du PM. Le choix du gel a été fait de manière à minimiser la réflexion de la lumière vers l'extérieur de l'OM ; son indice optique n_{gel} (1,404) est compris entre celui de la sphère n_{verre} (1,47) et celui de l'eau n_{eau} (1,35).

Le champ magnétique terrestre, d'environ 0,5 G, modifie la trajectoire des électrons de faible énergie, dans le PM et plus particulièrement entre la photocathode et la première dynode ce qui dégrade l'uniformité de la réponse du PM. Ces effets sont atténués par un blindage : une cage métallique constituée de fils minces. Le matériau utilisé est du μ -métal, un alliage de fer et de nickel, qui présente la propriété d'avoir une grande perméabilité magnétique.

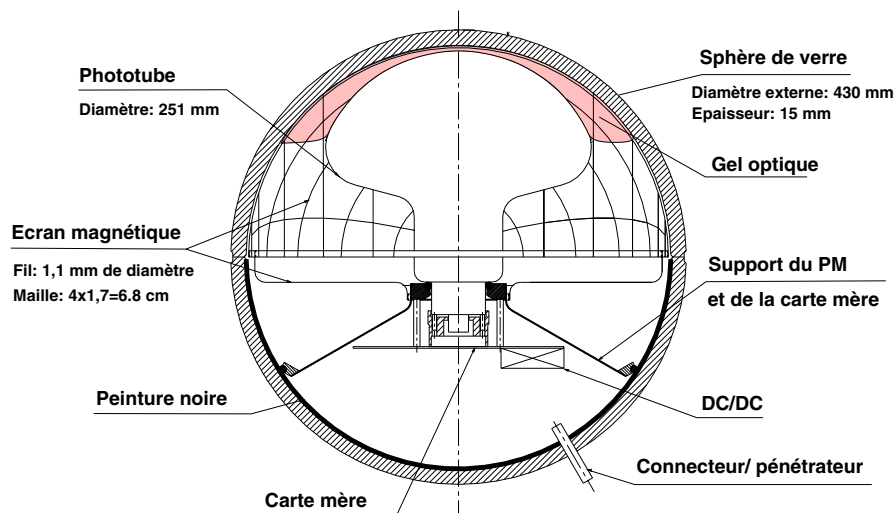


Figure C-14 : schéma de principe d'un module optique [25].

Les PM retenus ont un diamètre de 10 pouces et sont fabriqués par Hamamatsu. Leurs caractéristiques peuvent être trouvées dans la référence [30]. Leur résolution temporelle est meilleure que 3 ns. Cette quantité est caractérisée par la dispersion du temps de transit (TT^{21}) des photoélectrons. Cette dispersion ou TTS^{22} résulte de la différence de temps de collection des charges entre différents points de la photocathode et de la première dynode. Un écart type de 1,3 ns sur la TTS a été mesuré avec les PM 10 pouces retenus [30].

Des mesures en laboratoire permettent de vérifier que le nombre de photoélectrons diminue comme l'inverse du carré de la distance à la trace (voir Figure C-16). Elles ont été effectuées dans une cuve remplie d'eau appelée la « gamelle » dans laquelle un phototube détecte la lumière Tcherenkov émise lors du passage d'un muon atmosphérique [31]. La valeur maximale du nombre de photoélectrons collectés est atteinte pour un angle θ d'environ 43° (voir Figure C-15). Comme les muons détectés sont

²¹ TT : Transit Time

²² TTS : Transit Time Spread

verticaux et que la valeur maximale doit être atteinte quand les photons arrivent dans l'axe de l'OM, cette valeur de 43° est en fait une mesure de l'angle Tcherenkov dans l'eau.

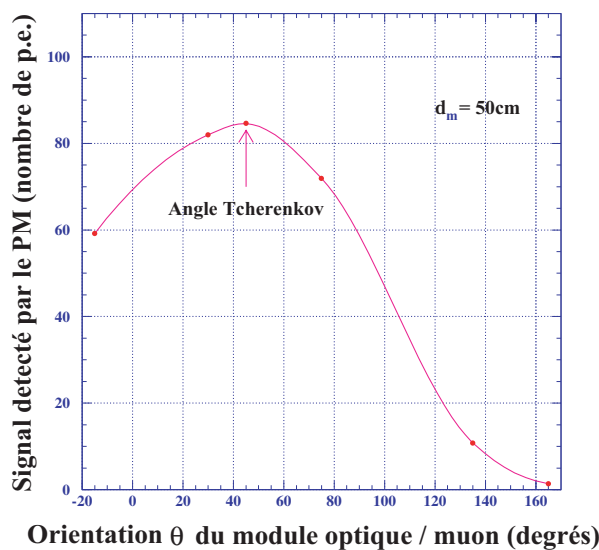


Figure C-15 : nombre de photo-électrons détectés en fonction de l'angle entre la trace et l'axe du phototube pour des muons passant à 50 cm. Le maximum de la courbe se situe pour un angle de 43° : c'est une mesure de l'angle Tcherenkov ([30] et [31]).

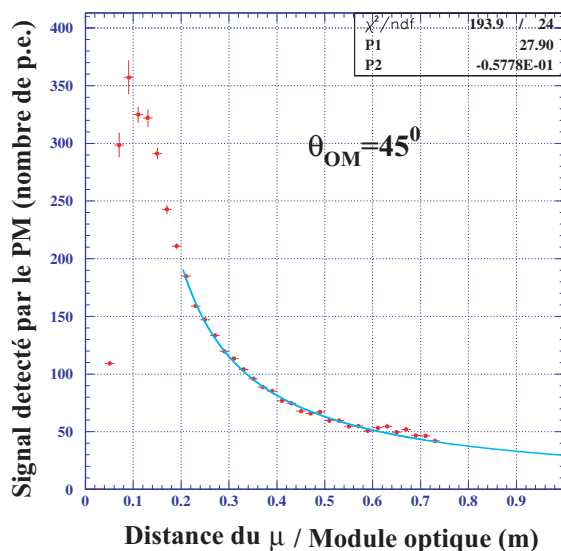


Figure C-16 : nombre de photo-électrons détectés par un phototube en fonction de la distance entre le phototube et la trace de muon lorsque l'angle entre la trace et le phototube est de 45° ([30] et [31]).

Tous les signaux envoyés par un phototube ne sont pas à un photoélectron (1 pe). En effet, les fluctuations sur l'amplification du signal (un électron unique arraché à la photocathode) induisent une dispersion des valeurs de l'amplitude. Il peut également arriver que plusieurs photons, N , arrivent sur la photocathode dans un intervalle de temps trop faible pour être discernés et produire plusieurs impulsions. Dans ce cas l'amplitude du signal pourra dépasser les 1 pe et atteindre les N pe, tout en subissant également les fluctuations liées à l'amplification.

C.2.3 La numérisation des signaux, l'ARS

Les signaux sortant des phototubes sont numérisés avant d'être transmis vers la côte à l'aide d'une puce électronique spécialement conçue : l'ARS²³.

Une grande majorité des signaux, plus de 98 %, sont à un photoélectron. Ces signaux à 1 pe ont tous les mêmes caractéristiques et il n'est pas utile de stocker les informations liées à la forme du signal : seul le temps et l'amplitude sont conservées. Le temps est défini par le passage du signal au-dessus d'un seuil L_0 ($\sim 1/4$ pe) et l'amplitude par une intégration durant une fenêtre de 33 ns (8 ns avant le passage du seuil L_0 et 25 ns après). Ce type de traitement spécifique est appelé mode SPE²⁴.

Malheureusement, tous les signaux sortant du photomultiplicateur n'ont pas une structure aussi simple et deux photons ayant frappé la photocathode dans un intervalle de temps de quelques nanosecondes risquent d'être confondus. C'est l'ARS qui permet de remédier à ce problème en permettant de dissocier des impulsions très rapprochées. Le mode de traitement du signal utilisé dans ce cas est appelé mode WF²⁵ : l'ensemble de la forme du signal est échantillonné à une fréquence pouvant varier de 0,3

²³ ARS : Analog Ring Sampler

²⁴ SPE : Single Photo Electron (photoélectron simple)

²⁵ WF : Wave Form

à 1 GHz, numérisé et transmis à Terre (une valeur de 0,7 GHz a été retenue dans ANTARES). Le traitement de ces impulsions WF induit un temps de traitement de 250 ns sur l'ARS incriminé. Si une autre impulsion arrive pendant ces 250 ns, c'est l'autre ARS qui la prend en charge. Ceci permet de limiter les temps morts liés au temps de traitement de l'information par le circuit.

La décision d'utiliser le mode SPE ou le mode WF est prise en comparant le signal du phototube à un gabarit standard correspondant à 1 phototélectron unique (~ 20 ns ; $\sim 2,5$ pe) ; si le signal est compatible avec le gabarit le mode SPE est utilisé, dans le cas contraire c'est le mode WF. La Figure C-17 illustre le fonctionnement de cette discrimination basée sur la forme du signal.

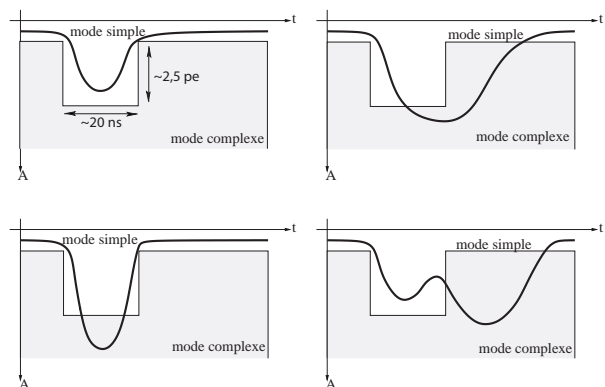


Figure C-17 : fonctionnement de la discrimination entre événements SPE et événements WF. Cette figure illustre le fonctionnement de la discrimination de la forme des signaux à l'aide d'un gabarit en temps et en amplitude (en gris). Si l'impulsion est à l'intérieur du gabarit elle sera traitée en mode simple (SPE) sinon elle sera traitée en mode complexe (WF) [32].

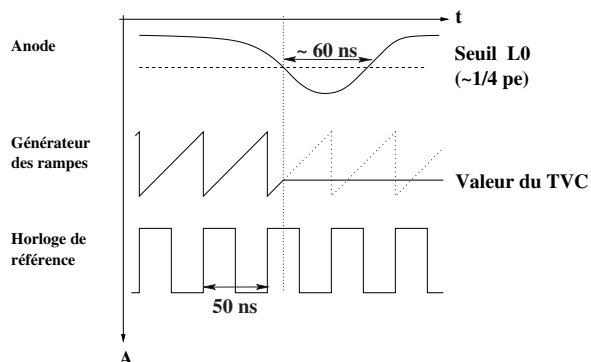


Figure C-18 : principe de l'utilisation d'un TVC pour la détermination du temps d'arrivée d'une impulsion ([32] et [33]).

La résolution temporelle sur le temps d'arrivée des impulsions doit être inférieure à 0,5 ns. La détermination de ce temps est basée sur la période de l'horloge générale du détecteur (fréquence de 20 MHz soit 50 ns). Un signal analogique numérisé, provenant d'un convertisseur temps-tension ou TVC²⁶, permet la détermination précise de l'arrivée de l'impulsion entre deux périodes d'horloge. C'est le passage de l'impulsion au-dessus d'un seuil qui déclenche l'enregistrement du temps d'arrivée et le traitement des données. Tous ceci est résumé sur la Figure C-18.

C.2.4 Le suivi du positionnement

Le positionnement des différents éléments du détecteur ANTARES est effectué en utilisant des mesures acoustiques, des inclinomètres et des compas. La précision attendue sur la position d'un module optique est inférieure à 10 cm, correspondant à un temps de 0,5 ns.

Le positionnement relatif des modules optiques dans une ligne est réalisé à l'aide du compas (orientation / rotation) et des deux inclinomètres (inclinaison par rapport au plan horizontal) qui équipent chaque étage. La forme des lignes peut également être obtenue à partir de mesures acoustiques.

Six hydrophones sont répartis le long de la ligne. Les hydrophones reçoivent les signaux acoustiques émis par les trois émetteurs placés autour du détecteur. Le temps d'arrivée des signaux permet d'estimer par triangulation la position de chaque hydrophone avec une précision de l'ordre de 3 cm.

²⁶ TVC : Time Voltage Convertteur (convertisseur temps-tension)

Enfin, la position absolue du détecteur est mesurée grâce aux balises acoustiques fixées au pied de chaque ligne et aux positions relevées par GPS des 3 balises acoustiques entourant le détecteur (précision ~ 1 m). Ces techniques ont déjà été testées en conditions réelles lors du déploiement et du fonctionnement de la ligne 5 ([24] et [34]). Il a ainsi été montré qu'une précision de 10 cm sur la position des modules optiques était tout à possible.

C.3 Le programme de recherche et développement

L'évaluation des sites a fourni des caractéristiques physiques importantes sur le milieu marin, telles que les propriétés optiques et la bio-salissure. Ce programme d'évaluation des sites se poursuit dans le but de suivre l'évolution des propriétés du milieu marin sur une longue période, mais aussi dans le but de trouver le meilleur site d'installation du futur détecteur km³.

C.3.1 Implantation géographique

Le site retenu pour l'implantation du détecteur se situe à environ 40 km de la Seyne-sur-Mer (France). Ses coordonnées géographiques sont 42°50'N, 6°10'E et sa profondeur est d'environ 2400 m (voir Figure C-19). La proximité des infrastructures de l'IFREMER, qui facilite les déploiements en mer du matériel et limite les temps de déplacement entre la côte et le détecteur, a été prise en compte dans ce choix.

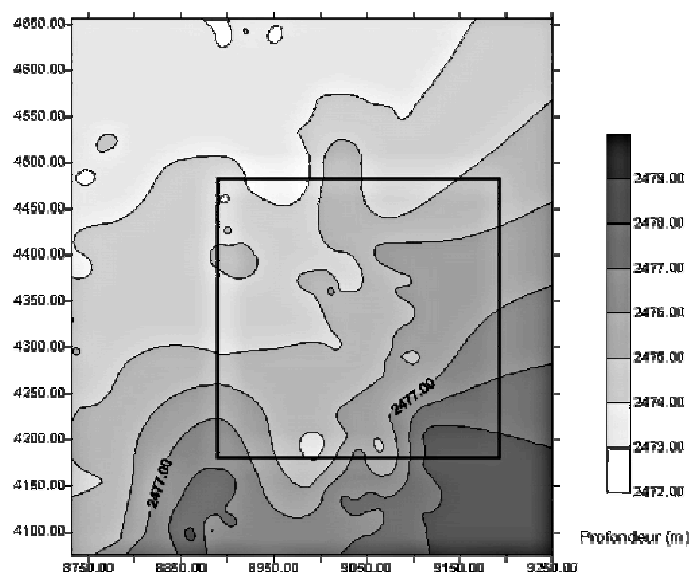


Figure C-19 : carte géographique du site ANTARES [35].

Les conditions météorologiques maritimes ont été étudiées sur 4 années par des mesures faites sur l'île voisine de Porquerolles. Les enregistrements fournissent la vitesse et la direction du vent ainsi que la hauteur de la houle. Ces paramètres sont importants car une opération de déploiement de matériel en mer requiert de bonnes conditions météorologiques : une hauteur de houle et une vitesse de vent inférieures respectivement à 1,5 m et 25 nœuds (46 km/h). Ces conditions doivent être remplies pendant toute la durée des opérations soit environ 3 jours. Elles se rencontrent plus de 5 fois par mois entre mai et septembre et moins de 5 fois le reste de l'année. Les opérations de déploiement devront avoir lieu préférentiellement durant les 5 mois les plus calmes.

Le fond marin du site a également été inspecté par le sous-marin « le Nautille » de l'IFREMER en décembre 1998. Cette exploration a permis d'effectuer un relevé bathymétrique du site qui se révèle quasiment plat (voir Figure C-20). Une zone de 300 m de côté a été retenue pour sa faible pente ($\sim 1,7\%$) et l'absence d'anomalies topographiques.

Figure C-20 : relevé bathymétrique du site ANTARES réalisé avec le sous-marin « le Nautille ».



A ces caractéristiques purement géographiques et topographiques viennent s'ajouter les différentes campagnes de mesures effectuées sur ce site par la collaboration soit en tout, une vingtaine de sorties. Elles ont permis de recueillir un grand nombre de données recouvrant une plage de temps conséquente. Ainsi la salinité dont dépend la vitesse du son, paramètre important pour le suivi du positionnement du détecteur, a été mesurée à $38,44\text{‰}$ (g de sel par kg d'eau) et la température à $13,2^{\circ}\text{C}$. Ces deux quantités sont stables dans le temps.

Les spécifications imposées pour la construction des lignes stipulent qu'elles doivent pouvoir résister à un courant de 30 cm/s, ce qui est supérieur à la valeur maximale enregistrée sur le site qui est de 20 cm/s pour une valeur moyenne de 5,5 cm/s. La direction privilégiée du courant est Est-Ouest comme l'indique la Figure C-21.

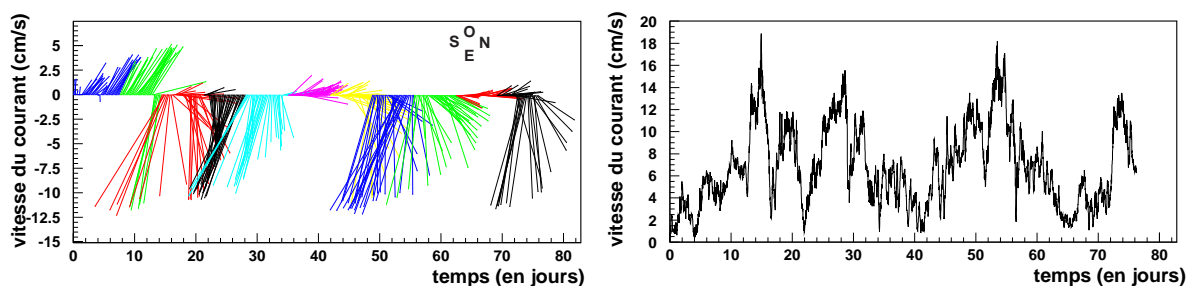


Figure C-21 : vitesse et orientation des courants enregistrés sur le site ANTARES. La direction privilégiée des courants est Est-Ouest et la plus grande vitesse enregistrée est de l'ordre de 20 cm/s.

C.3.2 Les propriétés optiques de l'eau

La transparence de l'eau ainsi que la diffusion de la lumière affectent directement l'efficacité de détection des muons et la précision de la reconstruction. L'opacité de l'eau limite la taille du volume de sensibilité alors que la diffusion dégrade la résolution angulaire. Ces deux paramètres jouent également un grand rôle lors du choix de la géométrie du détecteur : doit-on privilégier la granularité du détecteur devant le volume instrumenté pour un même nombre de phototubes ? Ils doivent être inclus dans la simulation de manière à donner une réponse du détecteur fidèle à la réalité. Ils ont été mesurés in-situ par deux dispositifs expérimentaux.

L'atténuation effective, résulte d'une combinaison entre l'absorption et la diffusion :

$$(18) \quad \frac{1}{L_{\text{att. eff.}}} = \frac{1}{L_{\text{abs}}} + \frac{1}{L_{\text{diff. eff.}}}$$

Elle a été obtenue en mesurant l'intensité nécessaire à une diode, Φ_{LED} , pour induire un signal d'intensité fixe I_{PM} sur un photomultiplicateur pour différentes distances D entre les deux appareils. La relation reliant Φ_{LED} , I_{PM} et D est donné par :

$$(19) \quad I_{\text{PM}} \propto \frac{\Phi_{\text{LED}}}{D^2} e^{\frac{-D}{L_{\text{att. eff.}}}}$$

Cette mesure donne une longueur effective d'atténuation $L_{\text{att. eff}}$ de $41 \pm 1(\text{stat}) \pm 1(\text{syst})$ m.

Pour mesurer séparément l'absorption et la diffusion, il est nécessaire d'utiliser une source pulsée pour évaluer le temps de vol des photons entre l'émetteur et le récepteur.

Un autre dispositif expérimental consistant en une diode pulsée située à une distance de 24 m ou de 44 m d'un phototube a ainsi été construit. La résolution expérimentale étant de l'ordre de 4,5 ns, seuls les grands angles de diffusion, induisant un retard suffisant, peuvent être étudiés.

La distribution des temps d'arrivée des photons, illustrée sur la Figure C-22, montre :

- un pic dû aux photons ayant voyagé en ligne droite depuis la source ;
- une queue à grand temps due aux photons diffusés à grand angle.

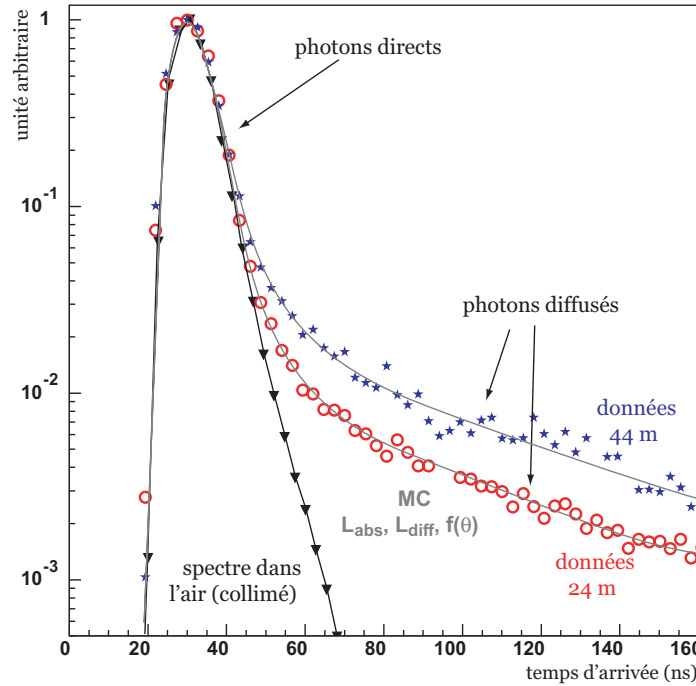


Figure C-22 : distributions normalisées à une même hauteur de pic des temps d'arrivée des photons dans les photomultiplicateurs pour les deux distances de 24 et 44 m ([36], [37] et [38]).

La valeur de la longueur d'atténuation effective est déduite du rapport d'amplitude des pics mesurés aux deux différentes distances. La longueur de diffusion est quant à elle déduite de la forme des queues. Enfin, comme la propagation des photons dépend de la longueur d'onde, des mesures ont été effectuées dans le bleu et dans l'ultra-violet (UV). Les derniers résultats obtenus sont résumés dans le Tableau C-1.

Couleur	Période	$L_{\text{abs}} \text{ (m)}$	$L_{\text{diff}} \text{ (m)}$	$L_{\text{diff. eff.}} \text{ (m)}$	$\langle \cos \theta \rangle$	$L_{\text{att. eff.}} \text{ (m)}$
Bleu (466 nm)	juin 2000	$48,4 \pm 0,3$	79 ± 8	304 ± 31	0,74	$45,5 \pm 1,9$
U.V. (370 nm)	juin 2000	$28,0 \pm 0,1$	46 ± 1	124 ± 3	0,63	$25,0 \pm 0,5$

Tableau C-1 : caractéristiques optiques de l'eau.

La quantité $\langle \cos \theta \rangle$ représente l'angle moyen de diffusion. La longueur de diffusion effective $\lambda_{\text{diff. eff.}}$ est définie par :

$$(20) \quad L_{\text{diff. eff.}} = \frac{L_{\text{diff}}}{1 - \langle \cos \theta \rangle}$$

Ceci permet d'avoir, dans le cas d'une diffusion vers l'avant ($\cos \theta = 1$), une longueur de diffusion infinie : la diffusion n'a pas d'influence sur le temps de parcours des photons. La longueur de diffusion effective est de l'ordre de 300 m dans le bleu et de l'ordre de 100 m dans l'U.V. La comparaison de ces valeurs avec celle de l'absorption, qui est d'environ 60 m dans le bleu et de 25 m dans l'UV, montre clairement que l'absorption est le facteur dominant dans ANTARES.

De plus, il a été montré que les propriétés optiques de l'eau sont constantes sur toute la hauteur des lignes et que ces propriétés présentent une variation saisonnière (de l'ordre de 25% dans le bleu et 15% dans l'U.V.). Il est important de noter que les paramètres obtenus sont très proches des valeurs attendues pour l'eau pure.

C.3.3 La bio-salissure

La surface des modules optiques se recouvre de sédiments et de micro-organismes. Ce dépôt a pour effet de diminuer la transparence des sphères de verre qui protègent les phototubes de l'eau et de la pression. La sédimentation recouvre l'hémisphère supérieur du module optique alors que les bactéries et les organismes vivants se développent sur l'ensemble de la surface. Les films biologiques formés par un conglomérat de bactéries sont normalement transparents, mais ils forment des surfaces collantes qui piègent les sédiments. L'importance de cette bio-salissure varie avec la localisation et la profondeur du site : le nombre de bactéries décroît avec la profondeur et le taux de sédimentation est fonction de l'apport sédimentaire local.

Les résultats des mesures de perte de transmissivité des sphères ainsi que l'étude des sédiments ont fait l'objet d'une publication [39]. Les principaux résultats sont :

- la perte de transmissivité des sphères, après un an d'immersion, est estimée à environ 2% à l'horizontale. Dans ANTARES les phototubes sont orientés vers le bas. Cette perte de transmissivité des sphères est donc une limite supérieure (Figure C-23).
- Le taux de sédimentation augmente substantiellement d'août ($19 \text{ mg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{j}^{-1}$) à octobre ($352 \text{ mg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{j}^{-1}$). Ce qui peut s'expliquer par des événements météorologiques forts : vent violent provenant des côtes, masse d'eau en mouvement.
- Les sédiments recueillis sur le site ANTARES par le sous-marin « le Nautille » de l'IFREMER montrent une composition dominée par du matériau provenant du lit des rivières continentales. L'analyse de ces échantillons a permis de déterminer un taux de sédimentation moyen de $0,0052 \text{ cm} \cdot \text{an}^{-1}$. Le taux d'accumulation moyen quant à lui est de $0,04 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{an}^{-1}$.

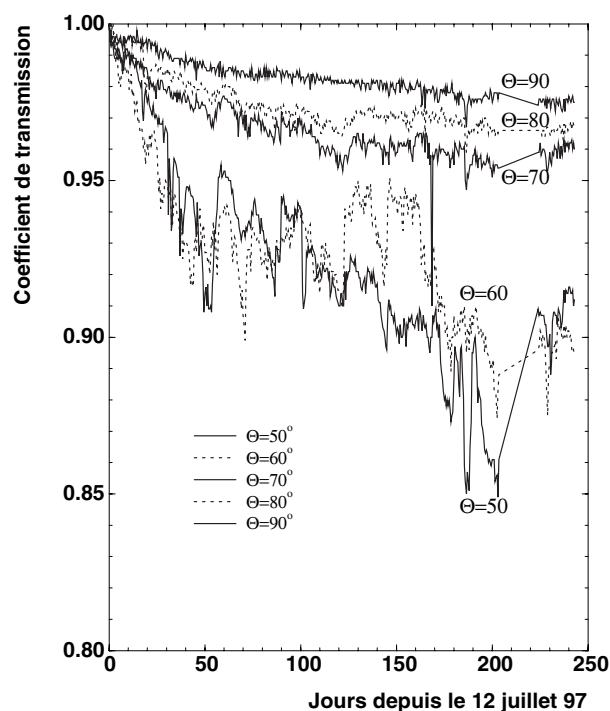


Figure C-23 : perte de transmissibilité des sphères pour des régions proches de l'horizontale sur une période de 8 mois [35]. Les angles sont mesurés par rapport à la verticale orientée vers le haut, 90° signifiant l'horizontale (aussi appelé équateur de la sphère).

C.3.4 Le bruit de fond optique

Le comportement et le taux du bruit de fond optique présent sur le site conditionne aussi bien l'électronique associée aux modules optiques que la logique du déclenchement. L'étude du bruit de fond a été effectuée de manière à évaluer les dépendances en temps, les caractéristiques spatiales ainsi que les corrélations avec le courant marin. Une ligne de test, équipée de phototubes 8 pouces, a été immergée pour des périodes variant de quelques heures à quelques mois. Le taux de comptage observé sur un phototube est représenté sur la Figure C-24. Deux composantes sont visibles :

- une ligne de base à environ 40 kHz ;
- des pics, dus à une rapide augmentation du taux de comptage, pouvant atteindre plusieurs MHz.

Le taux de comptage change simultanément sur tous les phototubes, même à 40 m de distance. Par contre, l'activité des pics est corrélée aux courants marins et a une extension spatiale limitée : les pics sont vus simultanément sur deux phototubes distants de 1,5 m mais jamais sur deux phototubes distants de 20 m.

La relative stabilité de la ligne de base à environ 40 kHz permet de l'associer, pour environ 30 kHz, à la désintégration radioactive du ^{40}K présent dans l'eau : l'électron produit par la désintégration β^- émet de la lumière Tcherenkov. Les 10 kHz restant, ainsi que les pics, sont attribuables à une activité constante de la bioluminescence des organismes vivant au fond de la mer.

Au-dessus de 200 kHz l'électronique commence à saturer et des parties du détecteur deviennent aveugles. Le temps mort de chaque phototube est estimé à 5 % en utilisant la distribution du taux de comptage de la Figure C-24. Ce temps mort se répartit aléatoirement sur l'ensemble du détecteur. Une stratégie de déclenchement utilisant des coïncidences ou des coupures sur l'amplitude des signaux reçus sur les phototubes permet de l'éliminer. En effet, changer le seuil de 0,2 à 2 photo-électrons sur un phototube permet de réduire les taux de comptage d'un facteur 100 tout en conservant la majeure partie du signal.

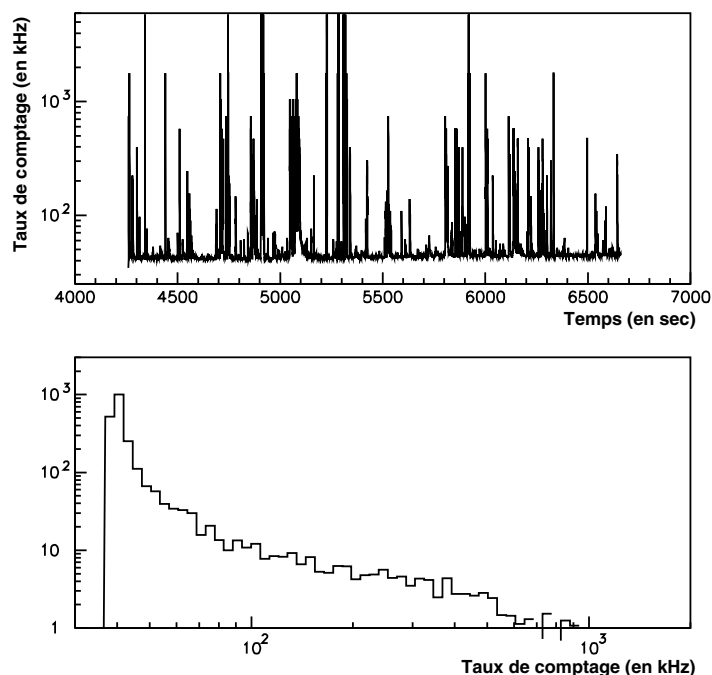


Figure C-24 : exemple de profil temporel du taux de comptage enregistré sur un phototube de 8 pouces et distribution de ce taux de comptage [40].

C.3.5 Les lignes 4 et 5

L'expertise nécessaire à la mise en place d'un détecteur complet a été acquise grâce à la construction d'une ligne de test, de configuration plus proche des lignes finales. Cela a permis d'évaluer et de développer aussi bien les procédures de mise à l'eau et de récupération que de vérifier le fonctionnement du contrôle lent et de l'acquisition des données.

Dans sa première configuration appelée ligne 4 [41], elle portait un système de positionnement. Elle a été immergée du 26 juillet 1998 au 27 juillet 1998 et du 31 août 1998 au 2 septembre 1998. Ensuite équipée de 8 photomultiplicateurs, elle est devenue ligne 5. Elle a été immergée du 25 novembre 1999 au 21 juillet 2000 à 1200 m de profondeur. Elle a été reliée à la terre par un câble électro-optique d'une quarantaine de kilomètres permettant son alimentation électrique, son contrôle, et la transmission des données.

La structure de la ligne est détaillée sur la Figure C-25. Elle est haute d'environ 300 m et est maintenue verticalement par une bouée. Elle se compose de deux câbles verticaux séparés de 2,3 m supportant 16 étages. Les étages sont espacés de 16,4 m et comportent 2 sphères en verre. Huit de ces sphères sont équipées de modules optiques et 6 autres d'appareils liés au système de positionnement. La ligne comporte aussi des inclinomètres, des hydrophones, un célérimètre, un courantomètre et un appareil, appelé CTD, permettant le suivi de la salinité et de la pression (mesure de la vitesse du son). Tous ces instruments ont permis d'enregistrer l'évolution de la géométrie de la ligne aussi bien lors des opérations en mer que lors de son fonctionnement au fond de la mer.

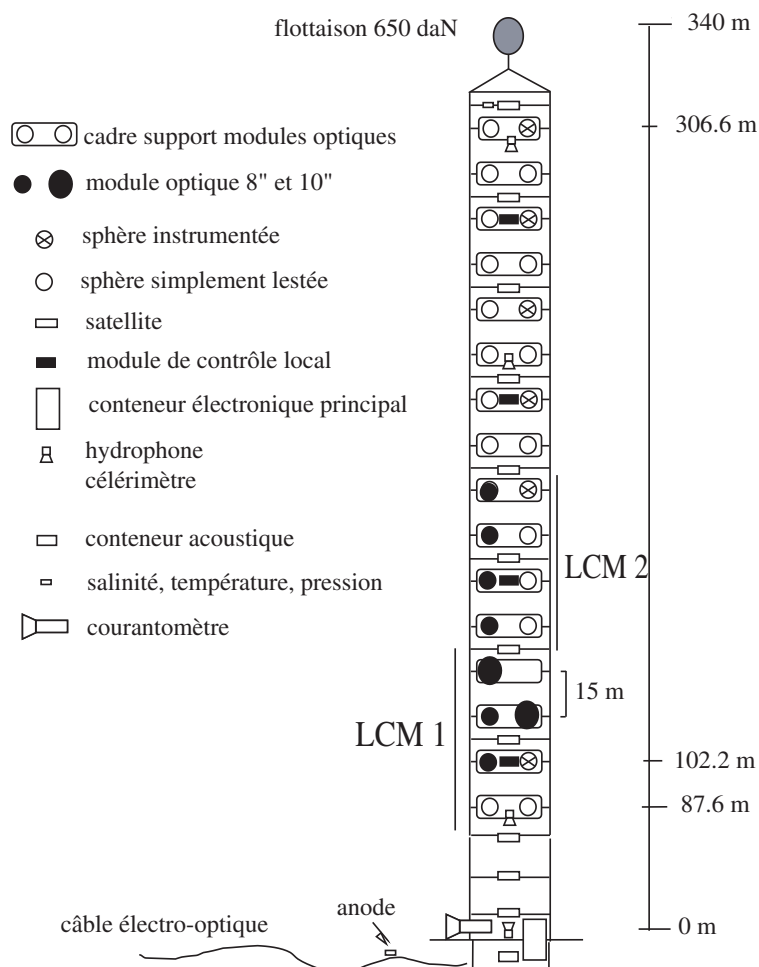


Figure C-25 : schéma du démonstrateur « ligne 5 » [24].

L'étude des données recueillies a fait l'objet d'une thèse [24]. En particulier, les mesures du positionnement effectuées avec cette ligne confirment que la précision désirée de 20 cm sur la position relative des modules optiques est accessible.

Ce démonstrateur a également permis de collecter des données physiques liées à des muons atmosphériques. La distribution angulaire de ces événements a pu être reconstruite et comparée à la simulation (voir Figure C-26).

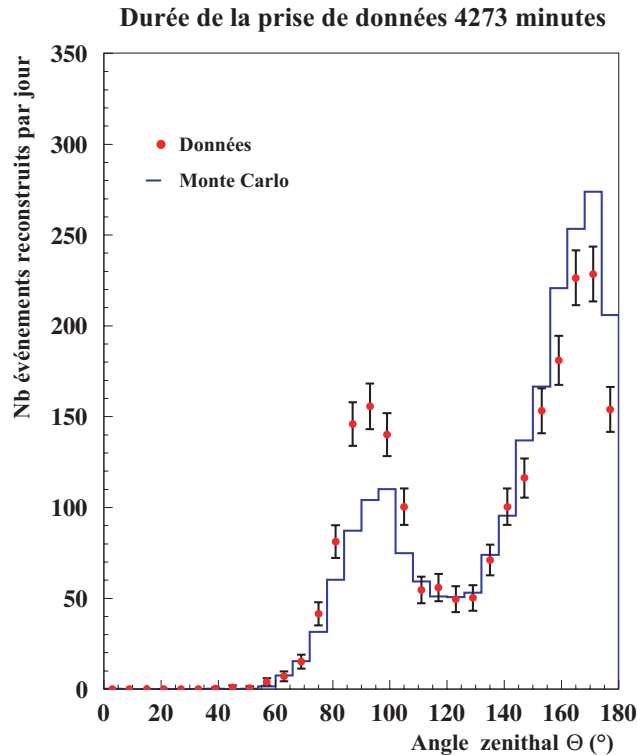


Figure C-26 : comparaison des distributions angulaires reconstruites des muons atmosphériques à partir des données réelles et des données simulées [24].

C.4 Les autres projets

L'histoire de ces télescopes à neutrinos a commencé avec l'expérience DUMAND²⁷. Le site choisi, au large de l'île d'Hawaï, avait l'avantage d'être situé à grande profondeur (4800 m). Ce projet a abouti à la mise à l'eau en 1987 d'une ligne prototype qui a pu fonctionner pendant 10 heures [42]. Des traces de muons ont ainsi pu être reconstruites et des mesures de leur flux en fonction de la profondeur ont pu être effectuées. Malheureusement, cette expérience a été arrêtée en 1996, par manque de financement, après 18 années de travaux.

L'histoire des télescopes à neutrinos se poursuit et actuellement deux télescopes sont en fonctionnement.

C.4.1 Expériences en cours

Deux expériences sont actuellement opérationnelles : Baïkal et AMANDA.

C.4.1.1 Baïkal

L'expérience Baïkal [43] se déroule, en eau douce, au fond du lac Baïkal (Sibérie). Ce détecteur est immergé par 1100 m de fond. Son déploiement s'effectue en hiver de manière à bénéficier de l'épaisse couche de glace qui le recouvre.

Sa construction a commencé en 1993, avec 3 lignes équipées de 36 modules optiques (OM). Des lignes ont été régulièrement ajoutées pour aboutir en 1998 au détecteur NT200 (Figure C-27) constitué de 192 OM répartis sur 8 lignes.

²⁷ DUMAND : Deep Underwater Muon And Neutrino Detector

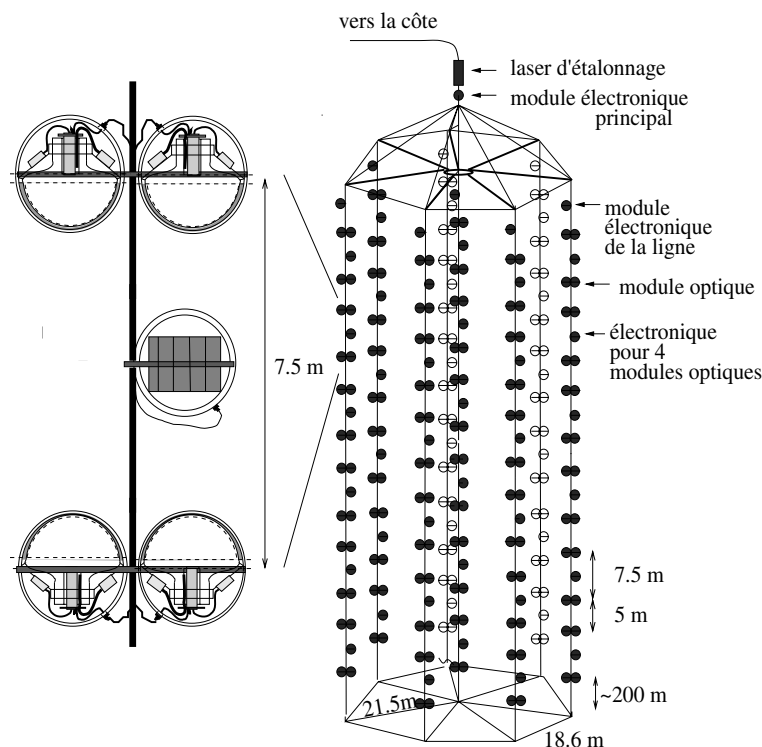


Figure C-27 : schéma du détecteur Baïkal NT200 [43].

Les modules optiques sont équipés de photomultiplicateurs de 15 pouces (~ 37 cm). Ils sont regroupés 2 par 2 le long de la ligne. Ces paires de modules optiques sont utilisées en coïncidence. Le déclenchement des événements muons demande trois paires en coïncidence de manière à réduire le bruit de fond et la quantité de données.

Le positionnement des lignes et des modules optiques est réalisé par ultrasons et permet d'atteindre une précision de 20 cm. L'étalonnage se fait grâce à deux lasers placés en dessus et en dessous du détecteur qui illuminent les PM. Une ligne instrumentée indépendante permet le suivi des variations des paramètres optiques en fonction du temps.

C.4.1.2 AMANDA

L'expérience AMANDA²⁸ [44] est située au Pôle-Sud. Le milieu de détection est la glace de l'Antarctique qui a une épaisseur de 3 km. Elle a pour avantage d'avoir un très faible bruit de fond : pas de bioluminescence, pas de potassium 40. Le taux de comptage du bruit de fond est de ~ 1 kHz par phototube.

Les lignes sont déployées dans un trou, creusé par un jet d'eau chaude. Après la reformation de la glace, elles sont figées dans leur position. Les modules optiques sont protégés de la pression exercée par la glace par des sphères en verre. Ils contiennent des photomultiplicateurs de 8 pouces (~ 20 cm) de diamètre.

De 1993 à 1994, le détecteur appelé AMANDA-A a été installé à une profondeur de 1000 m. A cette profondeur les propriétés optiques de la glace étaient très mauvaises : la trop grande concentration de bulles d'air induisait une large diffusion de la lumière rendant la reconstruction de traces de muons très difficile.

Pour pallier ce problème, de 1995 à 1996, un nouveau détecteur a été installé entre 1500 et 2000 m de profondeur. De 1996 à 1997, ce détecteur a été complété par de nouvelles lignes d'environ 500 m de

²⁸ AMANDA : Antartic Muon And Neutrino Detector Array

haut. Cette nouvelle structure a été appelée AMANDA-B10. Elle est constituée de 10 lignes ce qui représente 302 modules optiques.

De 1997 à 1998, 3 autres lignes beaucoup plus hautes (1200m) ont été installées entre 1150 et 2350 m autour d'AMANDA-B10 marquant le début de la construction du détecteur AMANDA II. Ce détecteur, dans sa configuration finale, est composé des 10 lignes « AMANDA-B10 » entourées par 9 lignes de 1200 m : soit 676 modules optiques. Son déploiement a été terminé en février 2000. Un schéma de ces différents détecteurs est présenté sur la Figure C-28.

A la surface, deux expériences, un détecteur de gerbes atmosphériques SPASE²⁹ (réseau de 30 stations séparées de 30 m et contenant chacune 4 scintillateurs de 0,2 m²) et un télescope à imagerie gamma GASP³⁰, collaborent avec AMANDA et permettent de vérifier les mesures des flux de muons descendants et la résolution angulaire du télescope. GASP était impliqué dans la première phase du détecteur SPASE en l'aidant à affiner la reconstruction de la direction du rayon cosmique primaire. En effet, son acceptance angulaire de 0,5° permettait de très bien localiser le point d'interaction du rayon cosmique initiant une gerbe atmosphérique. Les gerbes vues par GASP + SPASE et AMANDA permettent ainsi l'alignement d'AMANDA et assurent un étalonnage précis du pointage du télescope à neutrinos.

L'étalonnage du détecteur est effectué par un système complexe de lasers et de LED. La précision obtenue sur le positionnement est de l'ordre de 1 m et sur le temps de l'ordre de 5 ns.

Les résultats publiés par AMANDA établissent actuellement la limite la plus restrictive sur le flux de neutrinos de haute énergie.

Malheureusement, la recherche de source ponctuelle reste difficile en raison du faible nombre d'événements attendus et de la mauvaise résolution angulaire. Pour cela, la prochaine étape de cette collaboration est de construire un détecteur de taille kilométrique appelé IceCube. L'augmentation du nombre de PM réduit l'importance de la diffusion en fournissant plus de points de mesure à l'ajustement.

C.4.2 Comparaison entre les différents détecteurs

De manière à faciliter la comparaison des paramètres et des différentes performances entre les expériences, les informations ont été résumées dans le Tableau C-2 (page 54). Les chiffres ne se veulent que des ordres de grandeur.

Cette comparaison ne doit pas se limiter aux performances de physique (résolution angulaire, paramètres optiques, surface effective ...) mais doit aussi intégrer les difficultés liées au lieu d'implantation et aux problèmes de déploiement du détecteur.

Ainsi, la glace ou la surface d'un lac gelé facilitent les opérations de déploiement des lignes comparé au milieu marin. De plus, ce milieu induit un bruit de fond environnemental négligeable alors que le potassium 40 induit des taux de comptage de l'ordre de 10 kHz dans les détecteurs sous-marins.

En contre-partie, les bulles d'air enfermées dans la glace diffusent la lumière et conduisent à des résolutions angulaires en retrait par rapport aux détecteurs sous-marins. AMANDA II a une résolution angulaire de l'ordre de 2,3° alors qu'ANTARES, détecteur de taille comparable, atteindra les 0,2°. La résolution angulaire étant un paramètre crucial pour l'astronomie neutrino où une meilleure résolution angulaire est synonyme de meilleure sensibilité. L'avantage des océans est également de permettre d'atteindre une plus grande profondeur ce qui réduit le bruit de fond des muons atmosphériques.

²⁹ SPASE : South Pole Air Shower Experiment

³⁰ GASP : Gamma Astronomy South Pole

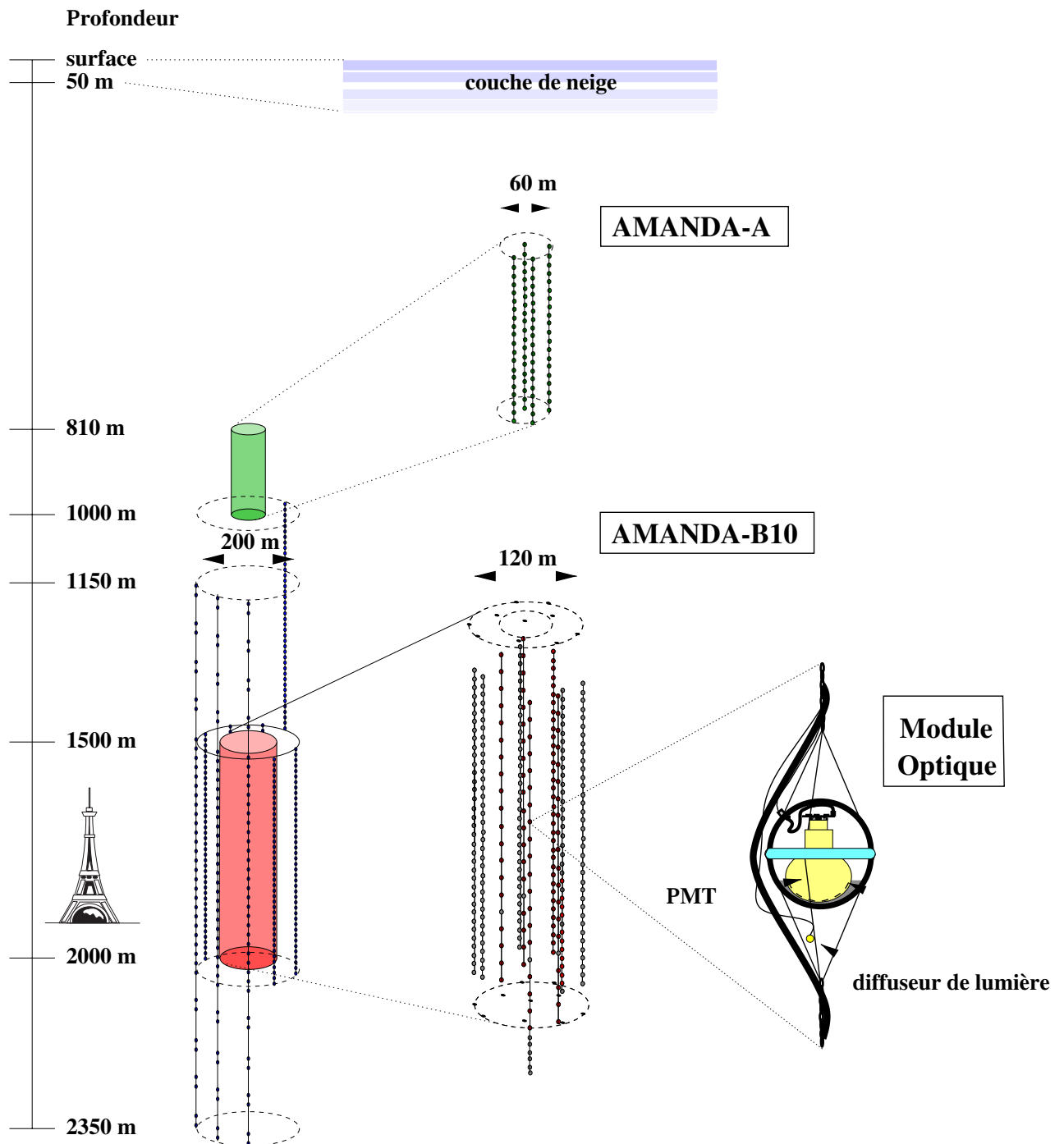


Figure C-28 : schéma des détecteurs AMANDA-A, AMANDA B10 et AMANDA II [44]. Le schéma représente le détecteur tel qu'il était en 1998-1999 avec 3 grandes lignes installées. La tour Eiffel est donnée comme point de comparaison car le dessin est à l'échelle. Le détecteur AMANDA-A est en haut, AMANDA-B10 en bas de même qu'un gros plan sur un module optique.

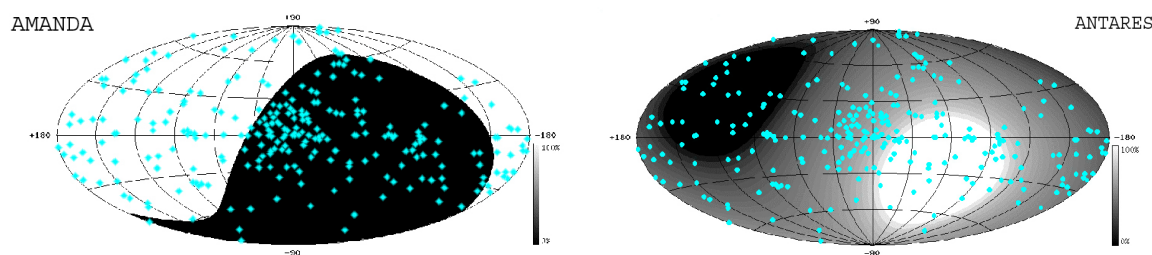


Figure C-29 : comparaison du ciel observable, en coordonnées galactiques, par un détecteur au Pôle Sud (AMANDA) et un détecteur dans l'hémisphère nord (ANTARES). La zone noire symbolise la partie du ciel non-observable, le dégradé montre l'évolution de la fraction de temps d'observation sur une année de chaque zone du ciel. Les points représentent les sources détectées par EGRET. La figure de gauche montre le ciel observable par AMANDA, celle de droite celui observable par ANTARES. Il est important de noter qu'AMANDA ne peut pas observer le centre galactique.

Un télescope à neutrinos n'est pas capable de couvrir l'ensemble du ciel à lui seul. Deux détecteurs, l'un dans l'hémisphère Sud l'autre dans l'hémisphère Nord, le permettent. Cette complémentarité est illustrée sur la Figure C-29.

IceCube (voir C.4.3) est le seul projet km^3 à être financé et constituera, sans-doute, le détecteur kilométrique de l'hémisphère Sud. Par contre, devant le coût et les difficultés de mise en place d'un télescope à neutrinos, les projets méditerranéens devront certainement, à terme, fusionner pour donner naissance au télescope de taille kilométrique neutrino de l'hémisphère Nord.

C.4.3 Les projets de détecteur km^3

Il est clair qu'une astronomie neutrino ne verra le jour qu'avec un détecteur km^3 . Outre IceCube, la collaboration NEMO³¹ étudie des sites potentiels d'implantation et NESTOR³² projette à terme le déploiement d'un tel détecteur.

IceCube est la prochaine étape de la collaboration AMANDA. Ce détecteur sera installé au Pôle Sud à une profondeur comprise entre 1500 m et 2500 m. Il sera constitué de 80 lignes, chacune équipée de 60 modules optiques.

Un détecteur de surface appelé IceTop complètera le dispositif. Ce détecteur a pour but de servir de veto et d'outil d'étalonnage pour IceCube. Il permettra également d'établir de manière indépendante les caractéristiques des événements rayons cosmiques. La configuration globale de l'installation du détecteur est montrée sur la Figure C-30.

NEMO [46] est un projet italien de recherche et développement dont l'objectif est d'étudier la possibilité d'installer un détecteur kilométrique au large de la Sicile par environ 3500 m de fond. Une étude intensive des propriétés naturelles de plusieurs sites retenus comme potentiellement intéressants est en cours. Une première géométrie de détecteur a été proposée et utilise environ 4000 photomultiplicateurs placés sur des structures de 600 m de haut. NEMO collabore avec ANTARES depuis l'année 2000.

Enfin, l'expérience NESTOR [47], se propose d'installer son détecteur au large de Pylos en Grèce, à une profondeur de 3800 m. La première étape sera le déploiement d'une structure hexagonale de 168 modules optiques.

³¹ NEMO : NEutrino Mediterranean Observatory

³² NESTOR : Neutrino Extended Submarine Telescope with Oceanographic Research

	AMANDA	Baïkal	ANTARES	NESTOR	NEMO
Situation Milieu Profondeur	<ul style="list-style-type: none"> • Pôle Sud • Glace • 2000 m 	<ul style="list-style-type: none"> • Sibérie (lac Baïkal) • Eau douce • 1400 m 	<ul style="list-style-type: none"> • 40 km de Toulon - France • Eau de mer • 2500 m 	<ul style="list-style-type: none"> • 30 km de Pylos - Grèce • Eau de mer • 3800 m 	<ul style="list-style-type: none"> • 80 km au sud de la Sicile • Eau de mer • 3300 m
Détecteur	• 667 PM, 19 lignes (AMANDA II)	• 8 lignes, 192 PM.	<ul style="list-style-type: none"> • 12 lignes souples de 30 étages de 3 PM (1080 PM). 	• Tour rigide de 12 étages de 12 PM.	• Programme de R&D et d'évaluation des sites.
Avancement	<ul style="list-style-type: none"> • Prise de données de 1997 à 2001. • Données 1997 : 300 v atmosph. en 130 jours; limite sur les flux diffus. 	<ul style="list-style-type: none"> • 234 jours de données en 97/98 (35 v atmosph.) • Limite sur le flux diffus de ν_e de haute énergie. 	<ul style="list-style-type: none"> • Site choisi et étudié • « démonstrateur » fin 1999, détection de μ atmosphériques. • Câble déployé. • Prototype fin 2002. 	• Câble déployé.	• De nombreux sites étudiés au sud de l'Italie.
Performances	<ul style="list-style-type: none"> • Résolution $\approx 3,5$ (B10) • Résolution $\approx 2,3$ (II) • Résolution $\approx 0,8$ (IceCube) 	• Résolution $\sim 4^\circ$	<ul style="list-style-type: none"> • Résolution $\approx 0,2^\circ$ • Surface effective $\approx 0,05 \text{ km}^2$ 	• Surface effective $\approx 0,02 \text{ km}^2$	
Futur	• Icecube (finance): 80 lignes de 60 PM.	• Incertain.	<ul style="list-style-type: none"> • 12 lignes en 2005. • Poursuite vers un détecteur de 1 km^3. 	• 1 étage en 2002, 1 tour en 2003.	• À terme, lancement d'un projet de 1 km^3 .
Avantages	<ul style="list-style-type: none"> • Milieu rigide, déploiement facilité. • Aucun bruit de fond environnemental. 	• Déploiement facilité lorsque le lac est gelé.	<ul style="list-style-type: none"> • Couvre la majeure partie du ciel • Très peu de diffusion de la lumière. • Excellente logistique (IFREMER). 		• Excellente logistique (ENI consortium)
Inconvénients	<ul style="list-style-type: none"> • Beaucoup de diffusion de la lumière dans la glace (mauvaise résolution angulaire). • Maintenance seulement l'été austral. • Couvre seulement une partie du ciel. • Conditions climatiques. 	<ul style="list-style-type: none"> • Maintenance seulement l'hiver (lac gelé). • Conditions climatiques. • Peu de logistique sur place. • Profondeur maximale de 1500 m. • Salissure des PM. 	<ul style="list-style-type: none"> • Déploiement restreint aux périodes de mer calme. • Bruit de fond dû au ^{40}K et à la bioluminescence. 		

Tableau C-2: comparaison des différents projets de télescopes à neutrinos [29].

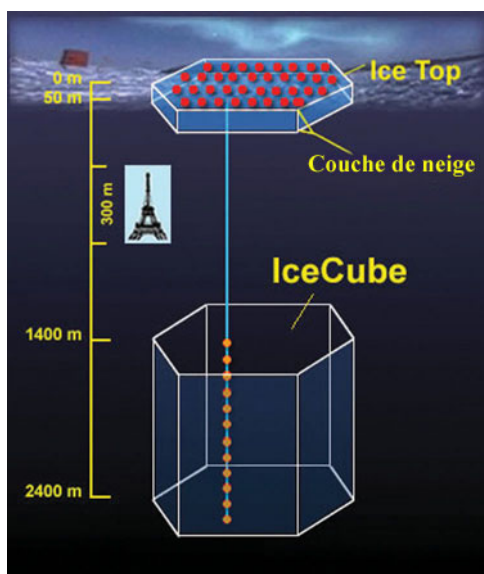


Figure C-30 : schéma du détecteur IceCube [45] .

Six autres structures identiques suivront. Chaque structure est constituée de 12 étages séparés de 30 mètres. Les photomultiplicateurs sont groupés par 2 et sont placés au centre et à chaque sommet de l'hexagone. Sur chaque paire, un module optique regarde vers le haut et l'autre regarde vers le bas.

Depuis bientôt 7 ans, la collaboration ANTARES étudie la faisabilité d'un télescope à neutrinos sous-marins. La première phase de ce projet, dévolue à la R&D, se termine. Les propriétés optiques de l'eau ont été mesurées, les technologies nécessaires à la construction d'un tel projet ont été développées. La construction du détecteur va pouvoir débuter. Une dernière étape avant de lancer la production en série de lignes reste tout de même à franchir : une validation grandeur nature et un test complet des solutions retenues. Cette tâche est dévolue à la ligne secteur (Figure C-13).

Cette dernière, utilise la géométrie et les instruments retenus pour les futures lignes, mais ne comprend que 5 étages au lieu des 30 prévus.

Le câble électro-optique a été posé en octobre 2001 (Figure C-11), reliant le site à la salle de contrôle basée à La Seyne-sur-Mer. La boîte de jonction a été installée le 9 décembre 2002 (Figure C-12), la ligne secteur le 20 décembre 2002. La connexion entre cette dernière et la boîte de jonction a été effectuée le 17 mars 2003. Cette étape franchie et les concepts techniques validés, la construction du détecteur pourra commencer.

Dans sa version actuelle, le détecteur comporte 12 lignes, avec le programme de déploiement suivant :

- 2003, immersion de deux lignes ;
- 2004, immersion de 8 lignes ;
- 2005, immersion de 2 lignes ;
- détecteur complet fin 2005.

De plus, la conception modulaire est adaptée à une extension future.

D. LA GENERATION ET LA RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS

La collaboration a développé différents outils permettant de simuler et de reconstruire les déformations des lignes et les événements susceptibles d'être détectés. Les différentes étapes sont :

- la simulation de la géométrie du détecteur ;
- la génération des neutrinos selon un flux donné et le traitement de leurs interactions ou la génération de gerbes produites par des rayons cosmiques ceci pour l'étude du bruit de fond (D.1.1);
- la propagation des muons (D.1.1) ;
- la simulation de l'émission Tcherenkov (D.1.2) ;
- la reproduction de la réponse du détecteur incluant le traitement des impulsions (D.1.2.2) ;
- le filtrage et la reconstruction des traces de muons (D.3 et D.4) ;
- leur reconstruction en énergie (D.5).

Dans un premier temps, les principes des programmes de simulation servant à générer et à propager les événements seront présentés (D.1). Ensuite, les quantités et formules de base utilisées par la reconstruction seront explicitées avec, en particulier, l'équation reliant le temps de l'impulsion aux paramètres de la trace (D.2). Les choix de filtrage des impulsions seront expliqués (D.3). La stratégie de reconstruction retenue sera décrite (D.4). Enfin, la présentation de l'estimateur d'énergie que j'ai développé et utilisé fera l'objet de la dernière partie (D.5).

D.1 Les outils de simulation

Dans la collaboration, plusieurs générateurs sont couramment utilisés en fonction de la physique étudiée. A basse énergie, les événements sont le plus souvent contenus dans le détecteur et la gerbe hadronique engendrée par l'interaction du neutrino peut être détectée par les phototubes. A haute énergie, les événements traversent généralement la totalité du détecteur.

A cette distinction s'ajoute le fait que le muon peut être détecté même s'il ne passe pas dans le volume instrumenté, la lumière Tcherenkov qu'il émet pouvant parcourir plusieurs centaines de mètres. Ce volume est défini comme un cylindre dont le centre coïncide avec le barycentre des modules optiques. Le rayon et la hauteur de ce cylindre sont donnés par les positions extrêmes de ceux-ci.

Le volume de « détection » est défini comme le volume dans lequel le passage d'un muon est détectable. Il peut être nettement supérieur au volume instrumenté. Ceci est particulièrement vrai à haute énergie. En effet, la distance de propagation des photons Tcherenkov n'est pas négligeable devant la taille du détecteur.

Les interactions de neutrinos d'énergie E_ν doivent être prises en compte dans un volume supérieur au parcours maximal R_μ^{\max} que peut faire le muon produit.

De la même manière, il est inutile de s'intéresser à l'émission de lumière Tcherenkov du muon lorsqu'il est à plusieurs kilomètres du détecteur. La génération précise de l'émission Tcherenkov ne sera faite que dans un volume suffisamment grand pour tenir compte des propriétés de propagation des photons dans le milieu. Typiquement, une distance L correspondant à 2,5 fois $L_{\text{att. eff.}}$, la longueur effective d'atténuation (environ 55 m voir C.3.2), est ajoutée aux dimensions du détecteur. Ce nouveau cylindre est appelé « canette ». Les différents volumes mentionnés ici sont illustrés sur la Figure D-1.

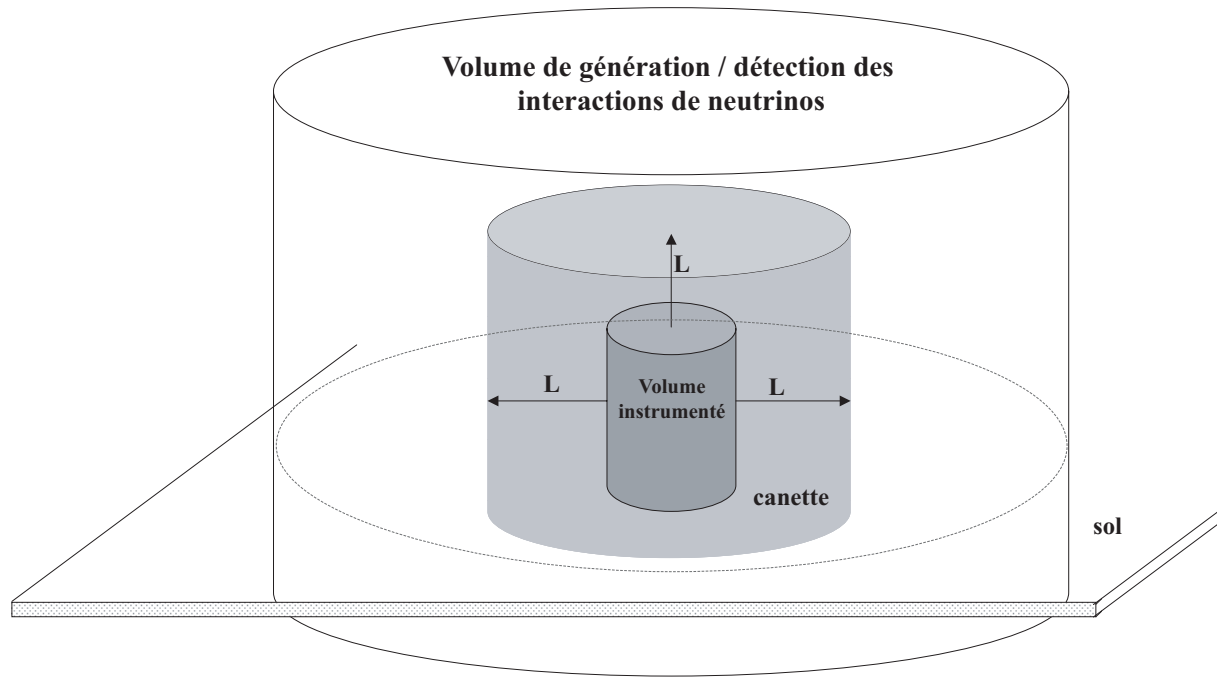


Figure D-1 : cylindre de génération des interactions neutrinos et cylindre dans lequel la génération de la lumière Tcherenkov est effectuée.

La génération proprement dite prend en charge l'interaction du neutrino et la propagation du muon jusqu'à la canette. La suite est prise en charge par des programmes spécifiques de propagation des particules.

D.1.1 Génération des événements

Comme expliqué dans C.1.4, les muons ont deux origines : les muons produits par l'interaction d'un neutrino, constituant à la fois le signal via le flux diffus de neutrinos et une partie du bruit de fond via les neutrinos atmosphériques, et les muons produits dans les gerbes atmosphériques, constituant l'autre partie bruit de fond. A chacune de ces deux origines est associée une méthode de génération des événements différente.

Génération des événements liés à un flux de neutrinos

La génération des événements, dus à un flux incident de neutrinos, est effectuée par le programme GENHEN ([48], [49] et [50]). La génération se fait entre 2 bornes d'énergie, E_v^{\min} et E_v^{\max} , et pour un spectre de neutrinos donné. Elle est divisée en 10 intervalles d'égale dimension en terme de logarithme de l'énergie. Pour chacun d'entre-eux, le volume de génération est estimé comme étant le parcours maximum du muon ayant l'énergie maximale du neutrino dans ce segment.

Le nombre d'événements à générer dans l'intervalle est estimé à partir du flux de neutrinos et du nombre total d'événements spécifiés. Le mode d'interaction est choisi en se basant sur les sections efficaces relatives des différents processus aux énergies considérées comme illustré sur la Figure C-1. La distribution angulaire des neutrinos incidents est isotrope. Néanmoins il est également possible de spécifier une direction privilégiée pour simuler une source ponctuelle ou de restreindre la génération à un certain domaine angulaire. Seuls les événements dont le muon atteint la canette sont conservés. La procédure est répétée pour chacun des 10 intervalles.

Cette méthode permet d'optimiser les temps de calcul en éliminant rapidement les événements inintéressants et en arrêtant la procédure. Pour chaque événement retenu, le poids de génération associé au flux de neutrinos choisi est conservé. Un poids de génération correspondant à un modèle de neutrinos atmosphériques est également calculé. En effet, le plus souvent la génération des événements a été

effectuée avec un spectre en E^{-1} . Le poids associé à chacun des événements peut alors être recalculé de manière à reproduire un flux incident différent. Ainsi, les résultats sur les spectres des neutrinos atmosphériques et des neutrinos du flux diffus seront obtenus en repondérant chacun des événements de la simulation Monte Carlo de manière à reproduire le spectre du modèle spécifié. Cette méthode de repondération n'est pas la seule méthode permettant d'obtenir le nombre d'événements par an associés à chacun des modèles. C'est la plus précise car elle permet de prendre en compte les événements un par un mais il est également possible d'utiliser la surface effective en neutrino A_v^{eff} pour obtenir ce résultat (voir C.1.3.2).

La section efficace d'interaction du neutrino parent, la probabilité d'absorption dans la Terre et la longueur effective de parcours du muon sont également enregistrées.

Le bruit de fond des muons atmosphériques

Le bruit de fond des muons atmosphériques est généré par une autre méthode. Il est d'abord nécessaire de simuler l'interaction des rayons cosmiques avec les noyaux de la haute l'atmosphère. Il faut effectuer le développement de la gerbe et suivre les muons produits jusqu'au niveau de la mer. Ces deux étapes sont réalisées grâce au programme HEMAS [51]. Les muons sont propagés du niveau de la mer jusqu'à la canette à l'aide du programme PROPMU [52]. Une simulation complète de la gerbe atmosphérique demande un temps de calcul très important.

D.1.2 Propagation des muons dans la canette et effet Tche-renkov

La propagation des événements dans la canette est effectuée par un programme appelé KM3 [53]. Il permet de simuler par des méthodes Monte Carlo la lumière émise par les différentes particules : les muons et les particules secondaires. La réponse des phototubes est également prise en compte.

A partir d'une simulation GEANT 3 [54], le champ de photons émis dans l'eau, par un muon d'énergie donné, est établi et stocké une fois pour toute dans des tables, ceci en considérant les propriétés optiques du milieu. A partir de celles-ci et pour chaque muon de la simulation, les photons atteignant les phototubes sont générés. La perte d'énergie du muon le long de son parcours est prise en compte en analysant des segments de 1 mètre. Si la perte d'énergie sur le segment est très supérieure à la perte par ionisation (environ 0,22 GeV/m), une gerbe électromagnétique est susceptible de se former aléatoirement sur le segment (pour en savoir plus se référer à C.1.2). Les particules produites dans la gerbe seront également suivies et traitées.

Ce programme permet également de simuler le bruit de fond optique du ^{40}K et la contribution stable de la bioluminescence. Il inclut également la simulation des modules optiques.

D.1.2.1 Simulation du bruit de fond optique

Le bruit de fond optique est constitué par la désintégration β du ^{40}K et la bioluminescence.

Le potassium 40 présent dans l'eau est instable et se désintègre par émission β^- . Il représente une concentration de 0,0117 % du sel de mer et sa durée de vie est de $1,28 \cdot 10^9$ ans.

L'activité est d'environ 13700 Bq m^{-3} produisant un taux de comptage de $26 \pm 5 \text{ kHz}$ pour des phototubes de 10 pouces [55]. Les sphères en verre contiennent également du potassium et le taux de comptage associé est d'environ 2 kHz sur un phototube 10 pouces.

En général, un taux de bruit de fond de 60 kHz sur un phototube de 10 pouces est simulé : ce taux permet d'inclure les différentes sources de bruits de fond optiques ainsi que d'intégrer la composante continuellement présente de la bioluminescence. Cette valeur de 60 kHz est une extrapolation de la ligne de base mesurée sur le site ANTARES avec un phototube de 8 pouces (voir paragraphe C.3.2). Les pics d'activité dus à la bioluminescence, se superposant à la ligne de base, ne sont pas simulés.

D.1.2.2 Simulation des modules optiques

La simulation des modules optiques nécessite de simuler le photomultiplicateur et le verre des sphères avec ses propriétés comme décrites en C.2.2.

Cette simulation cherche à reproduire le nombre de phototélectrons N_{pe} donné par un flux de photons $\Phi_\gamma(\lambda)$ arrivant sous un angle θ_γ entre leur direction et l'axe du module optique. Cette quantité $N_{pe}(\lambda)$ peut s'exprimer comme :

$$(21) \quad \frac{dN_{pe}}{dx} = A_{géo} \varepsilon \alpha f(\theta_\gamma) \int \Phi_\gamma(\lambda) T(\lambda) Q(\lambda) e^{\frac{-b}{L_{abs}}} d\lambda$$

où :

- λ est la longueur d'onde du photon ;
- $A_{géo}$ représente la surface de la photocathode (C.2.2) ;
- ε est l'efficacité de collection des charges ;
- α représente les effets d'ombre de la cage en μ métal servant de blindage contre le champ magnétique terrestre ;
- $T(\lambda)$ est la transmissivité de la sphère et du gel (Figure D-2(a)) ;
- $Q(\lambda)$ symbolise l'efficacité quantique du phototube (Figure D-2(b)) ;
- $f(\theta_\gamma)$, la réponse angulaire du phototube (Figure D-3) ;
- b , la longueur parcourue par le photon ;
- L_{abs} , la longueur d'absorption de la lumière dans l'eau.

Le facteur exponentiel prend en compte l'atténuation.

L'ensemble de ces paramètres a été mesuré sur un phototube Hamamatsu de 10 pouces installé dans une sphère en verre de 17 pouces (voir Figure D-3). Sauf pour ε , qui apparaît comme une constante de normalisation déduite de l'écart entre la simulation et les données.

Des mesures en laboratoire (Figure D-3) ont montré qu'un muon au minimum d'ionisation passant à 1 mètre du module optique et émettant des photons Tcherenkov dans l'axe du phototube donnait un signal de 52 photoélectrons.

Or, le flux de photons Tcherenkov produit à la distance d par un muon au minimum d'ionisation par centimètre de trace évolue comme :

$$(22) \quad \Phi_\gamma(\lambda) \propto \frac{1}{\lambda^2 d}$$

Ceci provient de la formule (13) qui exprime l'évolution en $1/\lambda^2$ du spectre des photons Tcherenkov et de l'expansion du front d'onde Tcherenkov qui apporte le facteur $1/d$.

Une simulation, utilisant cette relation et l'ensemble des mesures réalisées, a été effectuée. L'accord entre les données expérimentales et la simulation est obtenu pour une valeur de l'efficacité de collection ε de 80%. la Figure D-3 montre le bon accord entre les données et la simulation. Une partie de l'électronique de digitisation est également simulé dans KM3, de manière simple n'incluant que le mode SPE. Un autre programme permet une simulation complète du fonctionnement des ARS. C'est ce programme qui a été utilisé, son fonctionnement a été expliqué dans le paragraphe C.2.3.

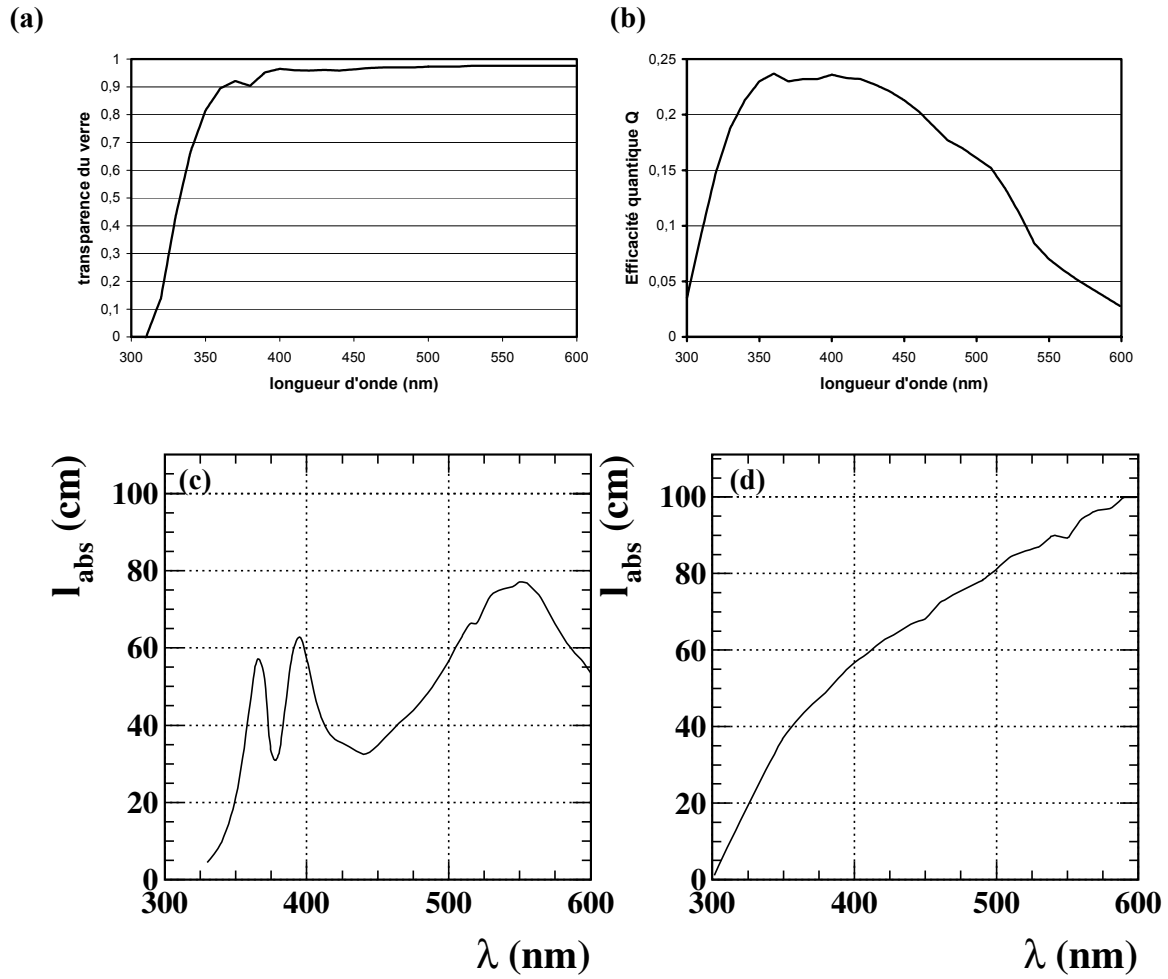


Figure D-2 : évolution des caractéristiques du verre, du gel et du phototube en fonction de la longueur d'onde [(a) : évolution de la transparence du couple verre+gel ;(b) : évolution de l'efficacité quantique du phototube ; (c): évolution de la longueur d'absorption du verre ; (d) : évolution de la longueur d'absorption du gel].

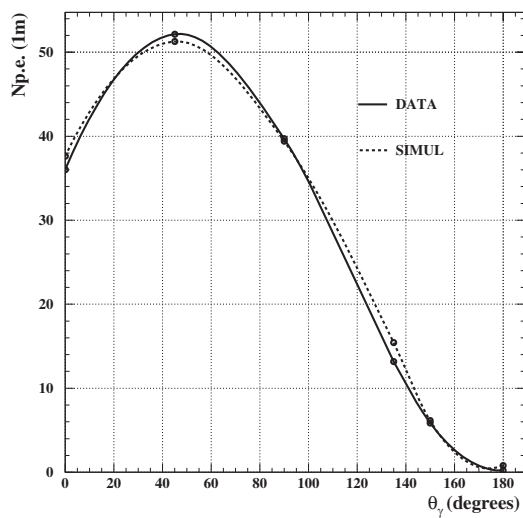


Figure D-3 : comparaison entre l'évolution du nombre de photoélectrons détectés en fonction de l'angle dans les données obtenues en laboratoire (courbe en trait plein) à la simulation (courbe en pointillés) pour des traces passant à un mètre du phototube [31].

D.1.3 Les bruits de fond physiques

Comme il a été expliqué dans C.1.4, les muons et les neutrinos provenant des gerbes atmosphériques créées par l'interaction d'un rayon cosmique avec un noyau de la haute atmosphère sont un bruit de fond pour l'étude des neutrinos de haute énergie.

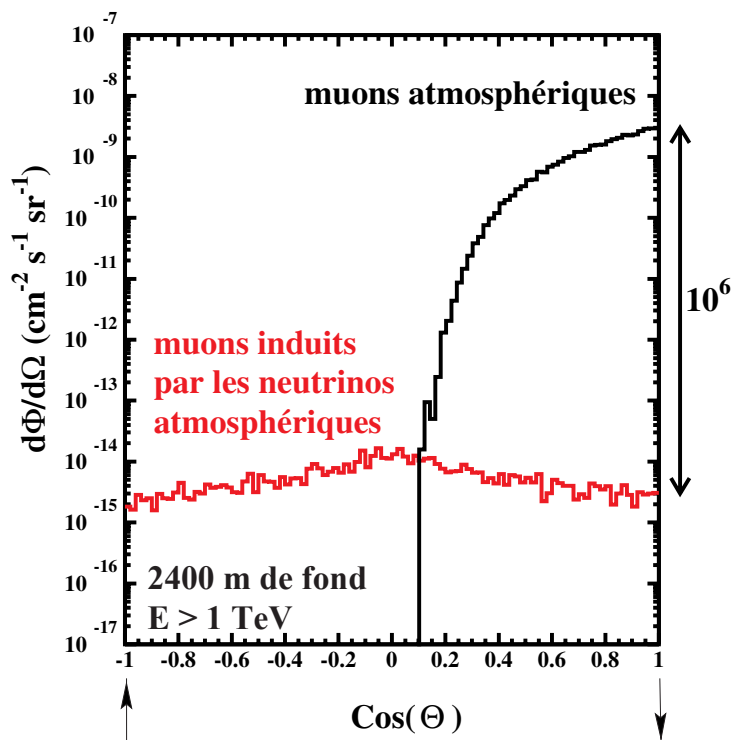


Figure D-4 : évolution du flux des muons issus des neutrinos atmosphériques et des muons atmosphériques en fonction de l'angle zénithal sur le site ANTARES.

Leurs flux sont représentés sur la Figure D-4 en fonction de l'angle zénithal θ . Les muons atmosphériques ne peuvent provenir que de l'hémisphère supérieur du fait de leur absorption dans la Terre mais présentent un flux 10^6 fois supérieur à celui des neutrinos atmosphériques. Ces deux types de bruit de fond ont fait l'objet de simulations et d'études détaillées.

D.1.3.1 Les muons atmosphériques

Plusieurs muons atmosphériques, originaires de la même gerbe, peuvent atteindre simultanément le détecteur. Ils sont habituellement désignés par le terme de multi-muons. Cette notion est d'ailleurs mal définie puisque le nombre de muons visibles simultanément dépend de la taille du détecteur.

La production utilisée représente $4 \cdot 10^7$ gerbes simulées, soit environ 20 jours de données dans le détecteur ANTARES. Leur simulation a suivi la procédure décrite en D.1.1. La faible statistique simulée, seulement 20 jours, s'explique par le temps de calcul prohibitif nécessaire à la simulation et au suivi du développement de la gerbe : il a déjà fallu plusieurs mois de calcul pour les produire.

Quelques exemples des caractéristiques de ces muons atmosphériques sont illustrés dans la Figure D-5. La distance moyenne entre les traces de muons d'un même événement, au niveau de la canette, est de l'ordre de 13,7 m. Le nombre de traces par événement ou multiplicité est de l'ordre de 4,4, toujours au niveau de la « canette ». Enfin, l'énergie moyenne des muons est d'environ 400 GeV.

Ce bruit de fond a la particularité, comme il a déjà été montré sur la Figure D-4, de ne provenir que de l'hémisphère supérieur, sa réjection semble simple : ne regarder que les traces montantes.

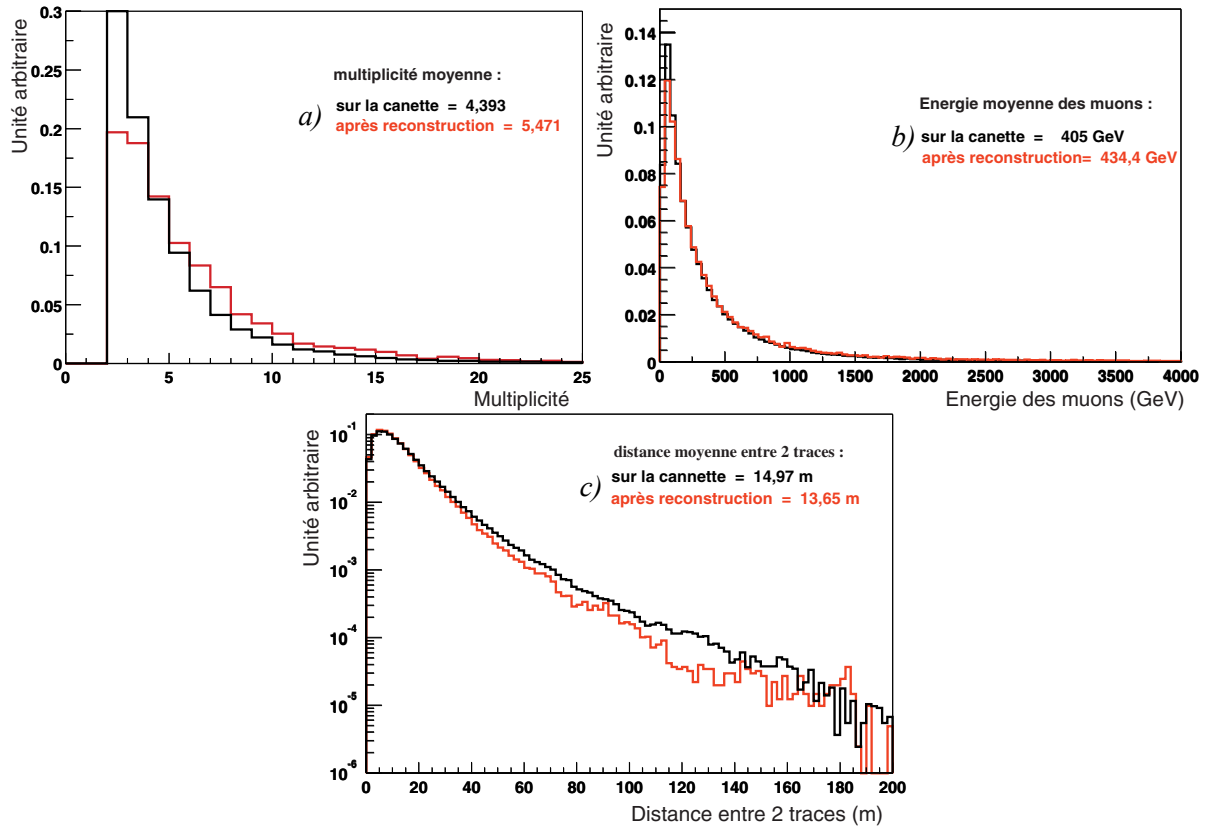


Figure D-5 : caractéristiques principales des paquets de muons atteignant la canette. (a) multiplicité ; (b) énergie moyenne des muons ; (c) distance moyenne entre les muons.

Malheureusement, ces muons peuvent être pris pour une signature de neutrinos de haute énergie quand ils sont reconstruits à tort comme montants. Un événement contenant plusieurs traces de muons a nettement plus de chance d'être mal reconstruit à cause de :

- la plus grande quantité de lumière émise due à la plus grande multiplicité ;
- de l'origine multiple des impulsions en provenance des différentes traces.

Devant le problème posé par ces événements, des variables permettant de les discriminer ont été recherchées, elles seront décrites dans le paragraphe F.1.

D.1.3.2 Les neutrinos atmosphériques

Les muons issus de l'interaction d'un neutrino atmosphérique sont pour l'astronomie neutrino un bruit de fond irréductible. Le flux des neutrinos atmosphériques est mesuré jusqu'aux énergies de l'ordre de quelques dizaines de GeV et les différents modèles prédisant les flux sont en accord à $\sim 20\%$ près. Les paramétrisations disponibles, découlant des calculs de M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara et S. Midorikawa plus connu sous le nom de HKKM [56], d'un groupe de l'institut de recherche Bartol dans le Delaware (USA) ([57] et [58]), L. V. Volkova [59] ou du groupe développant Fluka, un code de simulation Monte Carlo pour la physique des particules [60], sont fonction de :

- h , l'altitude de production ;
- θ , l'angle zénithal ;
- E_ν , l'énergie du neutrino ;
- la saveur de neutrino considérée ;

- la position géographique du détecteur. En effet, les particules chargées sont déviées par le champ magnétique terrestre ce qui influe, selon leur signe, sur la longueur de leur parcours avant d'atteindre le détecteur. L'effet géomagnétique n'est important que pour les faibles quantités de mouvement, inférieures à 10 GeV.

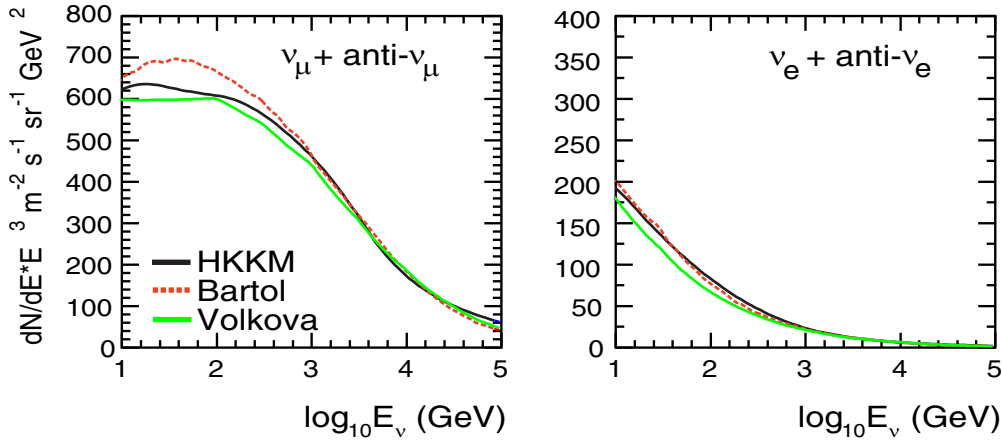


Figure D-6 : comparaison du flux prédit par 3 modèles de flux de neutrinos atmosphériques conventionnels : HKKM, Bartol et Volkova. Flux différentiel prédit multiplié par E_v^3 [61]. La figure de gauche montre le flux des neutrinos et anti-neutrinos muoniques, celle de droite celui des neutrinos et anti-neutrinos électroniques. L'accord entre les différentes prédictions est de l'ordre de 20 %.

A basse énergie la principale source de production de neutrinos dans les gerbes atmosphériques provient de la désintégration des pions et des kaons : ce flux de neutrinos est appelé ici « conventionnel ». La Figure D-6 montre une comparaison de trois modèles prédisant ce flux de neutrinos atmosphériques.

A plus haute énergie, la production de particules composées de quarks lourds devient plus probable. Les mésons charmés, donnent lieu à l'apparition d'une nouvelle composante au flux de neutrinos atmosphériques appelée « prompt » du fait de leur production précoce par rapport au flux « conventionnel ». En effet, la production de mésons contenant le quark c , plus lourd, nécessite une énergie supérieure qui n'est disponible qu'aux tous premiers instants du développement de la gerbe. Les deux autres saveurs de quarks, beaucoup plus lourdes, sont plus difficile à produire et seront négligées.

Cette nouvelle composante peut devenir dominante à haute énergie, à partir d'environ 10^5 à 10^6 GeV, énergie où la sensibilité d'ANTARES devient maximale.

Un autre problème provient de l'incertitude théorique sur les flux de neutrinos « prompts » qui est nettement plus grande que celle du flux de neutrinos conventionnels. Si l'incertitude est d'environ 20% sur ces derniers, elle atteint environ deux ordres de grandeur pour les neutrinos « prompts ». Celle-ci provient principalement de l'absence de données sur la production de mésons charmés dans les collisions hadrons-noyaux à haute énergie.

De manière à prédire et à étudier l'effet des neutrinos prompts, des modèles prédisant les flux de cette composante ont été ajoutés aux possibilités de simulation du flux des neutrinos atmosphériques. En effet, à chaque modèle prédisant un flux de neutrinos « conventionnels », il est possible d'ajouter un flux théorique de neutrinos « prompts ».

Ces prédictions théoriques ont été extraites de la référence [62], qui est une revue des différents modèles de production de neutrinos « prompts », et d'un calcul indépendant effectué par Naumov et Bugaev ([63] et [64]). La comparaison des résultats obtenus par les différents modèles de neutrinos

« prompts » est difficile car les modèles de production de charme utilisés sont différents pour chaque auteur. De plus, ce flux est très sensible aux paramètres initiaux. Par exemple modifier le flux de protons primaires introduit déjà une différence entre les prédictions, de l'ordre d'un ordre de grandeur.

De plus, les théories utilisées pour la production du charme – pQCD (Perturbative QCD), QGSM (Quark Gluon String Model) et RQPM (Recombination Quark Parton Model) – ([62], [63] et [65]) induisent des différences dans les prédictions d'un facteur 10 ou plus comme le montre la Figure D-7.

Les neutrinos issus de la désintégration des saveurs lourdes étant produits au vertex primaire, leur flux ne dépend pas de l'altitude de ce vertex ni de l'angle zénithal, contrairement aux neutrinos produits par la désintégration des pions et des kaons dans la gerbe.

Afin de tenir compte des différents paramètres entrant dans le calcul des flux de neutrinos prompts, pour chaque modèle, la Figure D-7 montre les flux de ces neutrinos obtenus en utilisant les calculs de A.V. Naumov, de M. Thunmann, G. Ingelmann et P. Gondolo (TIG) ainsi que la prédiction la plus faible et la plus forte du flux obtenu par C.G.S. Costa dans [62] pour les différents modèles de production de charme (pQCD, RQPM et QGSM). La bande représente le domaine de variation de la prédiction pour chaque modèle en fonction des paramètres utilisés. La Figure D-8 montre le flux total de neutrinos atmosphériques comprenant les neutrinos conventionnels et les neutrinos prompts comparés au flux conventionnel en noir.

L'effet de ces neutrinos prompts pourrait être dramatique pour l'astronomie neutrino où le signal recherché est constitué de neutrinos de haute énergie. L'évolution du nombre d'événements reconstruits dans ANTARES en fonction de différents seuils en énergie et pour les différents modèles de neutrinos atmosphériques est résumée dans le Tableau D-1.

La production utilisée, également obtenue suivant les explications du paragraphe D.1.1, correspond à $1,8 \cdot 10^{11}$ interactions de neutrinos. Les neutrinos ont été générés dans une gamme d'énergie allant de 10 GeV à 10^8 GeV. La statistique disponible représente environ 9 ans de prise de données. Il sera important de quantifier l'effet des neutrinos prompts lorsqu'il sera question d'estimer la sensibilité du détecteur au flux diffus de neutrinos dans le chapitre F.

Seuil Modèle	10³ GeV	10⁴ GeV	10⁵ GeV	10⁶ GeV
Bartol	701,3	39,7	0,3	$2 \cdot 10^{-3}$
Bartol + QGSM maximum	807,2	66,3	2,01	$3,6 \cdot 10^{-2}$
Bartol + QGSM minimum	739,2	48,6	0,8	$9 \cdot 10^{-3}$
Bartol + RQPM maximum	776,2	59,7	2,2	$5,2 \cdot 10^{-2}$
Bartol + RQPM minimum	725,2	45,5	0,8	$1,1 \cdot 10^{-2}$
Bartol + pQCD maximum	710,1	41,7	0,5	$5 \cdot 10^{-3}$
Bartol + pQCD minimum	704,4	40,3	0,4	$2 \cdot 10^{-3}$
Bartol + TIG	705	40,4	0,4	$3 \cdot 10^{-3}$
Bartol + Naumov RQPM	761,3	52,9	1,0	$1,7 \cdot 10^{-2}$
Bartol + Naumov QGSM	718,2	43,3	0,5	$5 \cdot 10^{-3}$

Tableau D-1 : évolution du nombre d'événements reconstruits par an pour des neutrinos atmosphériques conventionnels suivant le modèle de Bartol et différents modèles de neutrinos prompts au-dessus d'un seuil sur l'énergie vraie du muon.

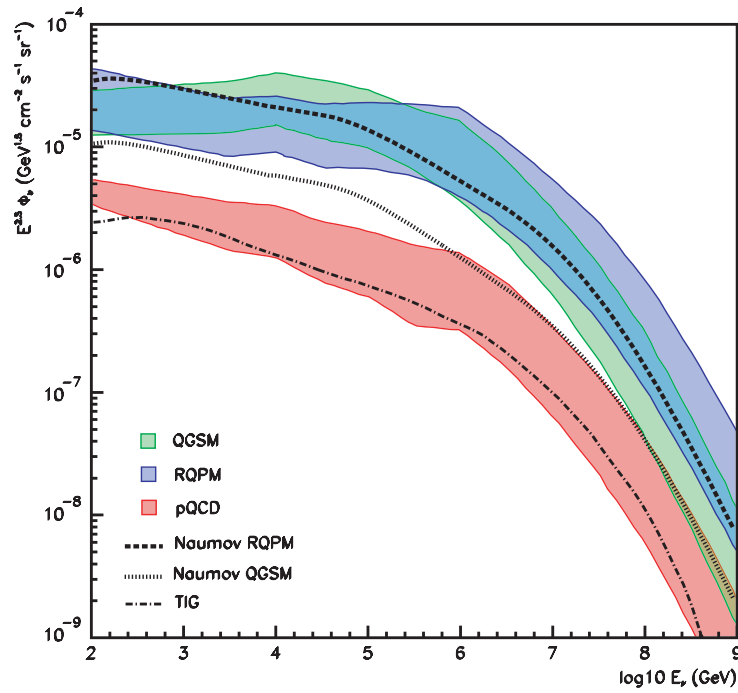


Figure D-7 : comparaison entre le flux de neutrinos prompts pour différents modèles. Les bandes délimitent, pour chaque modèle de production de charme, la plus haute et la plus faible prédiction [61].

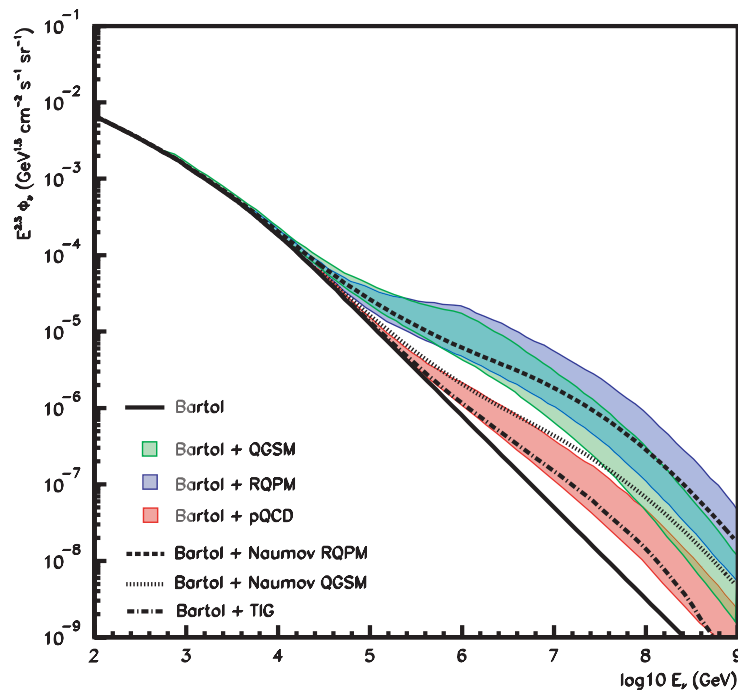


Figure D-8 : flux total des neutrinos atmosphériques pour différents modèles de neutrinos prompts. La courbe en trait plein noir représente le flux des neutrinos atmosphériques conventionnels prédit par le modèle de Bartol. Les bandes délimitent, pour chaque modèle de production de charme, la plus haute et la plus faible prédiction [61].

D.2 Définition d'une trace et des quantités utilisées par la reconstruction

Une fois l'interaction des neutrinos (ou le développement de la gerbe atmosphérique), la propagation du muon et la réponse du détecteur simulée, c'est le programme de reconstruction qui prend le relais.

Une trace est définie par 5 paramètres : une position $\vec{X}_0(x_0, y_0, z_0)$ et une direction $\vec{d}(\sin \theta \cos \varphi, \cos \theta \cos \varphi, \sin \theta)$ définie par 2 angles θ (angle zénithal, $0 < \theta < \pi$) et φ (angle azimutal $0 < \varphi < 2\pi$). L'objectif d'un programme de reconstruction est de donner, à partir des quantités mesurées, la meilleure estimation de \vec{X}_0 et \vec{d} ainsi qu'une estimation de l'erreur commise sur cette estimation. Les quantités mesurées sont : le temps d'arrivée des photons, l'amplitude du signal et la position \vec{X}_{PM} des phototubes touchés.

Le référentiel utilisé par la reconstruction a pour origine le centre de gravité du détecteur. Ce barycentre est calculé à partir de la position des phototubes. L'origine de la trace (x_0, y_0, z_0) est définie comme étant le point d'intersection entre le plan perpendiculaire à la trace passant par le barycentre du détecteur et la trace elle-même (voir Figure D-9).

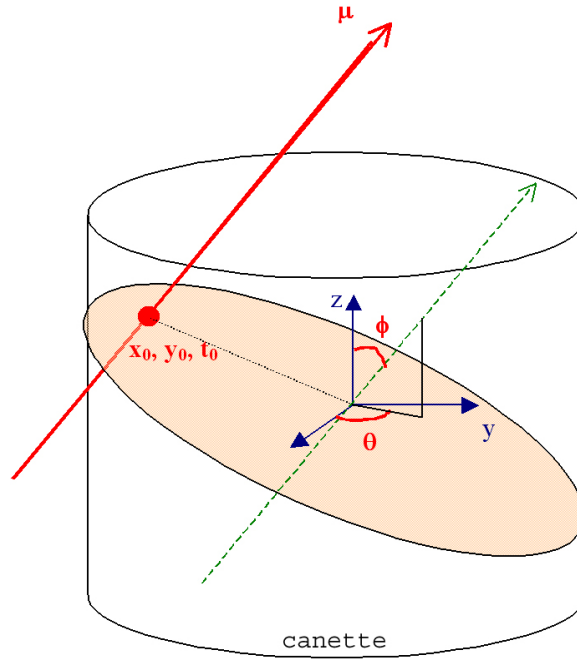


Figure D-9 : définition du référentiel utilisé par le programme de reconstruction [66].

Dans la suite, les variables suivantes sont utilisées :

- $\vec{v} = \vec{X}_{PM} - \vec{X}_0$;
- $L = \vec{v} \times \vec{d}$;
- $k = \sqrt{\vec{v}^2 - L^2}$, la distance entre le phototube et la trace ;
- b comme la distance parcourue par le photon entre le point d'émission et le phototube.

La Figure D-10 permet d'illustrer la signification de chacune d'entre-elles.

Le temps d'arrivée théorique t^{th} à la position \vec{X}_{PM} d'un photon Tcherenkov émis sous un angle θ_c par un muon peut être calculé par la formule (23) :

$$(23) \quad t^{\text{th}}(\vec{X}_0, \vec{d}) = t_0 + \frac{1}{c} \left(L - \frac{k}{\tan \theta_c} \right) + \frac{1}{v_g} \frac{k}{\sin \theta_c}$$

où v_g est la vitesse de groupe de la lumière dans l'eau. Le premier terme représente l'origine des temps t_0 , le second représente le temps mis par le muon pour atteindre le point d'émission du photon Tcherenkov et le troisième, le temps mis par le photon pour atteindre le phototube situé en \vec{X}_{PM} .

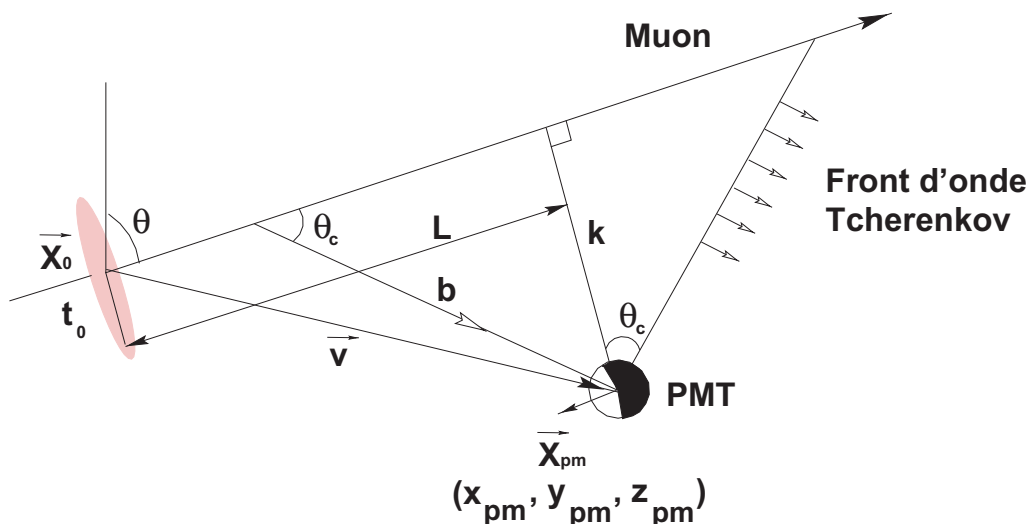


Figure D-10 : illustration de l'émission d'un photon Tcherenkov par un muon se propageant en ligne droite vers un phototube [66].

Cette relation entre temps théorique et paramètres de la trace est à la base de tous les algorithmes de reconstruction. Elle est plus souvent utilisée sous la forme du résidu $\Delta t = t_i - t^{th}$ qui mesure l'écart de temps entre le temps enregistré de l'impulsion t_i et le temps d'arrivé théorique t^{th} calculé grâce à l'équation (23).

Dans le cas idéal où tous les photons détectés proviennent de photons Tcherenkov émis par le muon arrivant directement sur le phototube, la distribution de Δt est piquée à zéro avec une largeur résultant de la résolution temporelle des appareils de mesure.

Dans la réalité, la distribution des Δt ne pique pas exactement à zéro et une queue importante pour les grands Δt apparaît comme illustré sur la Figure D-11. Deux effets expliquent cette distorsion. Le premier est la diffusion des photons dans l'eau qui induit un retard sur leur temps d'arrivée. Le deuxième provient des pertes d'énergies catastrophiques des muons. A haute énergie, ils perdent leur énergie par brehmstrahlung et création de paires, induisant des gerbes électromagnétiques. Les particules secondaires créées dans ces gerbes émettent également du rayonnement Tcherenkov qui arrivera en retard par rapport à celui émis directement par le muon.

Les photons arrivant en avance, Δt négatif, sont également expliqués par ces particules secondaires. Elles se propagent à la vitesse c alors que les photons se propagent à la vitesse c/n (n est l'indice de réfraction du milieu) et dans certains cas, leurs photons Tcherenkov arrivent en avance par rapport aux temps théoriques.

Enfin, le bruit de fond dû à l'émission β du ^{40}K apporte une contribution constante en temps à la distribution des résidus. Il est également intéressant de noter que la forme de la distribution évolue avec l'énergie.

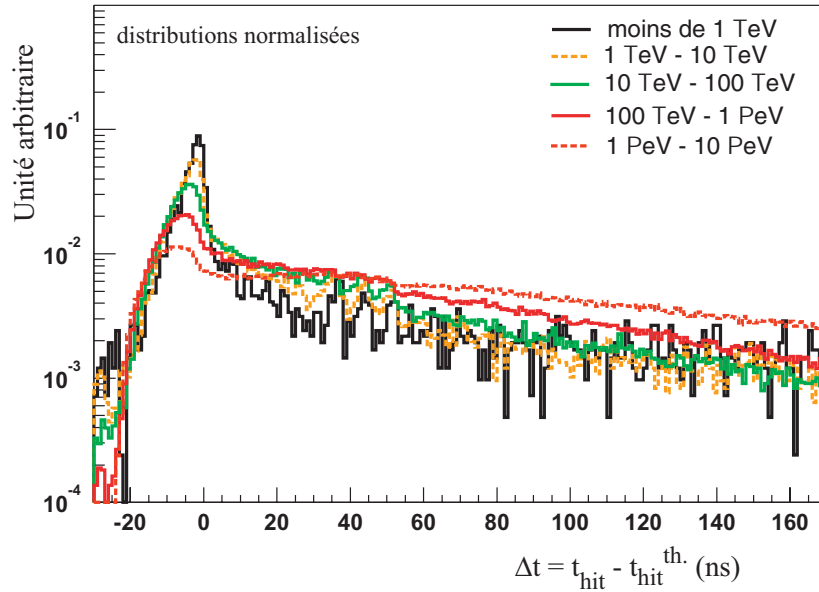


Figure D-11 : évolution de la distribution des résidus en temps en fonction de l'énergie des muons.

L'évaluation des paramètres de la trace est effectuée grâce à un enchaînement d'algorithmes de filtrage et d'ajustement. La sélection et l'organisation de ceux-ci est définie dans la stratégie de reconstruction. Les premiers algorithmes servent à la sélection des impulsions et permettent de rejeter celles dues au bruit de fond du ^{40}K . Ensuite viennent des algorithmes simplistes permettant une première estimation des paramètres de la trace. Ceux-ci servent de point de départ à l'algorithme d'ajustement suivant, un peu plus perfectionné mais plus sensible aux conditions initiales. Ce processus itératif peut éventuellement être répété plusieurs fois avant la détermination finale de \vec{X}_0 et \vec{d} .

Dans le programme de reconstruction, 3 stratégies peuvent être utilisées. Seule celle utilisée sera décrite dans D.4 après l'exposé des principaux algorithmes de sélection.

D.3 Sélection des impulsions

Les impulsions associées à un événement physique ne proviennent pas uniquement des photons Tche-renkov émis par un muon : une bonne part d'entre-elles sont dues au potassium 40 et à la bioluminescence. En effet, pendant le passage du muon au travers du détecteur ($\sim 1 \mu\text{s}$) le taux de comptage induit par le bruit de fond sur chacun des phototubes est d'environ 55 impulsions pour un détecteur constitué de 900 phototubes.

Il est alors nécessaire, avant de tenter un ajustement, d'utiliser des filtres pour essayer d'augmenter la proportion d'impulsions induites par le passage du muon. Ceux-ci représentent des outils génériques et sont utilisés dans toutes les stratégies de reconstruction.

Indépendamment de cela, une coupure sur l'amplitude des impulsions est tout d'abord appliquée pour simuler, sur les données Monte Carlo, le seuil de déclenchement de l'acquisition. Cette coupure est fixée à 0,5 pe.

D.3.1 Sélection des impulsions en coïncidence

Deux impulsions sont dites en coïncidence si deux phototubes d'un même étage reçoivent un signal dans une fenêtre de 20 ns. Ces 20 ns permettent d'intégrer environ 55% du signal tout en laissant une probabilité d'environ 10^{-3} d'avoir une impulsion due au potassium 40 dans la fenêtre. Ainsi, la sélection

tion des impulsions en coïncidence permet de rejeter des impulsions liées au bruit de fond qui se répartissent aléatoirement sur l'ensemble des phototubes du détecteur.

D.3.2 Sélection des impulsions dans une fenêtre temporelle et spatiale

Pour chaque impulsion i , le résidu Δt_i et la distance b_i sont calculées. Seules celles qui ont une distance b_i inférieure à une certaine valeur d_{\max} et un résidu compris entre Δt_{\min} et Δt_{\max} seront sélectionnées. Les valeurs de d_{\max} , Δt_{\min} et Δt_{\max} sont fixées dans la stratégie de reconstruction. Cette sélection permet de conserver les impulsions qui ont le plus de chance d'avoir été émises par le muon.

D.3.3 Filtre de causalité

Ce filtre a pour but de rejeter les impulsions liées aux bruits de fond. Les conditions de rejet ne reposent que sur les temps d'arrivée des photons et la position des phototubes touchés.

L'idée de base est la suivante : deux photons Tcherenkov, émis par la même trace en 2 points différents doivent avoir un rapport éloignement spatial Δx sur écart en temps d'arrivée Δt , compatible avec une vitesse de propagation comprise entre celle de la lumière dans l'eau, c/n , et celle du muon c . Ce critère ne peut s'appliquer de manière stricte car le temps d'arrivée d'un photon est soumis à des fluctuations liées par exemple à la diffusion. Le critère de causalité admet une fenêtre de tolérance de 20 ns ; deux impulsions sont considérées comme causales si $\frac{\Delta x}{\Delta t + 20}$ est plus petit que la vitesse de groupe v_g de propagation de la lumière dans l'eau.

A chaque fois qu'une impulsion est en relation causale avec une autre, son compteur est incrémenté d'une unité. Une fois toutes les paires possibles parcourues, seules sont retenues les impulsions en « causalité » avec l'impulsion qui en a le plus grand nombre. Ce filtre permet ainsi de doubler la fraction d'impulsions provenant du muon tout en réduisant d'environ 15% celle induite par le potassium 40.

D.4 Description de la stratégie de reconstruction utilisée

Une stratégie de reconstruction regroupe et organise l'enchaînement des algorithmes de filtrage et d'ajustement. Actuellement, trois sont accessibles via le programme de reconstruction. La stratégie qui sera présentée ici est la plus récente et la plus performante. Elle utilise une méthode d'ajustement par maximum de vraisemblance.

Son fonctionnement est illustré sur la Figure D-12. Les impulsions sont tout d'abord sélectionnées par une coupure sur l'amplitude (D.3) et par l'application du filtre de causalité (D.3.3). Un pré-ajustement linéaire est effectué (D.4.1), il fournit une première estimation grossière des paramètres de la trace.

A partir de cette première estimation, 8 traces sont générées. Elles seront définies dans le paragraphe D.4.2 et ont pour but d'éviter de tomber sur une solution secondaire, qui ne correspond pas à la réalité (appelées solutions fantômes, voir le paragraphe D.4.2) mais qui permet tout de même d'expliquer la distribution des impulsions dans le détecteur.

Une nouvelle phase de sélection des impulsions est alors effectuée pour chacune des 8 traces : seule les impulsions ayant des résidus inférieurs à 250 ns et correspondant à des photons Tcherenkov ayant parcouru moins de 100 m sont retenues.

Les différentes traces générées sont alors utilisées tour à tour comme point de départ d'une méthode d'ajustement appelé M-estimator (D.4.3) enchaînée par une méthode de maximum de vraisemblance utilisant une fonction densité de probabilité relativement simple (D.4.4.1). Celle-ci est d'ailleurs utilisée dans d'autres stratégies de reconstruction.

La trace ayant donné la meilleure solution à la fin de cette étape (le plus grand maximum de vraisemblance) sera injectée comme point de départ dans l'ajustement final basé une nouvelle fois sur un

maximum de vraisemblance (D.4.4.3). Ce maximum de vraisemblance utilise des fonctions densité de probabilité plus complètes incluant, en particulier, le bruit de fond du potassium.

Enfin, des critères de sélection génériques ont été définis dans le but d'atteindre une résolution angulaire de $0,15^\circ$ et de pouvoir sélectionner dans le cadre de différentes analyses des traces bien reconstruites (D.4.5).

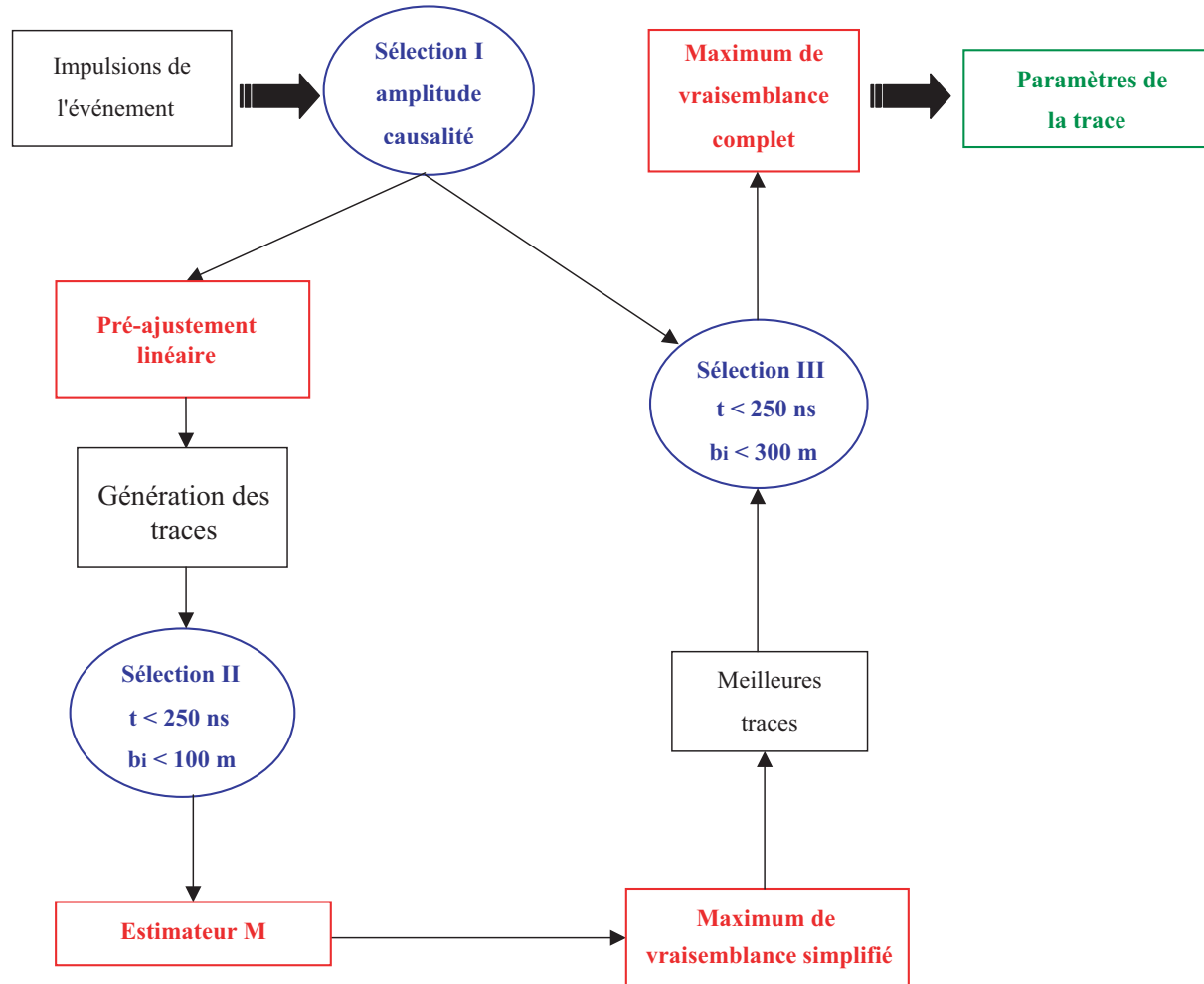


Figure D-12 : schéma de principe de la stratégie retenue [67].

D.4.1 Pré-ajustement linéaire

Tout d'abord, un ajustement linéaire est effectué sur la position (x_i, y_i, z_i) et le temps t_i des impulsions enregistrées et sélectionnées dans le détecteur. Ce premier ajustement est fondé sur le fait que pour les traces de muons de grande longueur, la distance séparant les phototubes de la trace est toujours petite comparée à la longueur de la trace dans le détecteur.

Une méthode de minimisation de χ^2 est appliquée pour déterminer les paramètres de la trace en utilisant l'information de position et de temps des impulsions. Cette minimisation est contrainte en imposant une vitesse du muon égale à c , vitesse de la lumière dans le vide.

Pour donner une idée des performances : en dessous de 1 TeV, environ 20% des traces sont reconstruites avec un écart de direction inférieur à 10° par rapport à la trace générée. Au-dessus de 1 TeV cette fraction tombe à 10%.

D.4.2 Les solutions fantômes

Les solutions fantômes apparaissent quand la topologie des impulsions peut être reproduite par des traces ayant des directions différentes. Ce phénomène peut être illustré simplement dans le cas d'une seule ligne. Ceci permet de faire, en première approximation, l'hypothèse d'une symétrie de révolution autour de l'axe vertical z . Ainsi dans l'équation (23), l'angle azimutal ϕ disparaît des paramètres de la trace et le temps d'arrivée t_i d'un photon sur un photomultiplicateur placé à l'altitude z_i peut alors s'exprimer comme :

$$(24) \quad c(t_i - t_0) = (z_i - z_0) \cos \theta + \tan \theta_c \sqrt{D^2 + (z_i - z_0)^2 \sin^2 \theta}$$

où z_0 et t_0 représente l'altitude et le temps de passage de la trace au point correspondant à la distance minimale d'approche à la ligne D .

L'équation (24) est une hyperbole dans le plan (z, t) . Elle peut être réécrite en faisant apparaître les équations des asymptotes et une correction dépendant de l'altitude de passage de la trace au point de moindre approche z_0 et de sa distance minimale D ($\varepsilon = \pm 1$) :

$$(25) \quad c(t_i - t_0) = H(z_i - z_0) = (z_i - z_0) \left[\frac{\cos(\theta - \varepsilon \theta_c)}{\cos \theta_c} + \varepsilon \sin \theta \tan \theta_c \left(\sqrt{\frac{D^2}{(z_i - z_0)^2 \sin^2 \theta} + 1} - 1 \right) \right]$$

Dans la limite où le point de moindre approche à la ligne est loin de la zone de détection, l'équation (25) se réduit à celle des asymptotes qui sont des droites dans le plan (t, z) :

$$(26) \quad \lim_{\Delta z \rightarrow \pm \infty} H(\Delta z) = \frac{\cos(\theta \mp \theta_c)}{\cos \theta_c} \Delta z \Rightarrow \frac{\Delta z}{\Delta t} = c \frac{\cos \theta_c}{\cos(\theta \mp \theta_c)}$$

où Δz représente $(z_i - z_0)$ et Δt $(t_i - t_0)$.

Deux angles zénithaux peuvent être extraits de cette équation (26) :

$$(27) \quad \begin{cases} \theta_{\downarrow} = \theta_c + \text{Arccos}\left(\frac{c \Delta t}{\Delta z} \cos \theta_c\right) \\ \theta_{\uparrow} = \theta_c - \text{Arccos}\left(\frac{c \Delta t}{\Delta z} \cos \theta_c\right) \end{cases}$$

Lorsque les impulsions sont issues d'un muon satisfaisant aux conditions de la limite asymptotique, les deux solutions qui diffèrent de $2 \theta_c \sim 86^\circ$, sont indiscernables. Ces conditions sont remplies lorsque la trace passe par la ligne (D petit) ou lorsque la trace passe loin du volume de détection ($z_0 \gg D$).

Dans le cas d'un détecteur complet, il devient plus difficile de remplir ces conditions car la symétrie de révolution est brisée dès que plusieurs lignes sont touchées. Néanmoins, ce type de dégénérescence existe toujours et conduit à des minima (maxima) secondaires dans la fonction à minimiser (maximiser). Pour éviter de s'y arrêter, 8 traces supplémentaires sont générées à partir du résultat du pré-ajustement linéaire :

- quatre à des angles de 25° ;
- deux 50 m à droite et à gauche ;
- 2 perpendiculairement au pré-ajustement dans le plan parallèle au plan XY .

Elles vont permettre de tester différentes directions et de vérifier que l'hypothèse initiale déterminée par le pré-ajustement est bien le minimum global.

D.4.3 Méthode de l'estimateur M

Une manière différente de trouver les paramètres de la trace est d'étudier le résidu $\Delta t_i(\bar{X}_0, \bar{d})$ calculé à partir de la formule (23) en utilisant les paramètres obtenus du préajustement linéaire. Les paramètres sont estimés en minimisant la quantité $Q = \sum_i g(\Delta t_i(\bar{p}, \bar{d}))$. Par exemple, si le choix se porte sur $g(\Delta t) = \Delta t^2$ cette méthode est équivalente à la méthode des moindres carrés.

Dans le cas présent, il serait intéressant de trouver une fonction $g(\Delta t)$ qui soit peu sensible au fait que quelques points sont mal décrits par $g(\Delta t)$, et peu sensible aux conditions initiales. Cette dernière condition est difficile à remplir avec une méthode de maximum de vraisemblance sensible aux maxima locaux. Ceci est dû au fait que pour les grands résidus, qui ont la contribution la plus importante, la fonction densité de probabilité associée est quasiment plate. Ceci induit des maxima secondaires dans la fonction de vraisemblance dans des régions où seulement quelques points présentent de petits résidus alors que tous les autres sont grands.

L'insensibilité aux conditions initiales est appelée « robustesse ». Sa nécessité justifie l'utilisation des estimateurs M, qui permettent d'évaluer avec une bonne précision les paramètres de la trace et de s'éloigner suffisamment d'une solution secondaire.

La fonction $g(\Delta t)$ retenue par cette stratégie est $2(1 + \Delta t_i^2/2)^{1/2} - 2$. Pour augmenter les performances, des informations physiques supplémentaires sont ajoutées : l'amplitude des impulsions A_i , la probabilité $P_{PM}(\theta_\gamma)$ qu'une impulsion provenant d'une direction donnée soit vue par le phototube (réponse du phototube, voir Figure D-3). Dans la même optique une nouvelle sélection empirique est effectuée : seules les impulsions avec un Δt inférieur à 150 ns et une distance parcourue par le photon estimée à moins de 100 mètres sont considérées. La fonction à maximiser devient :

$$(28) \quad Q = \sum_i \alpha \left(2\sqrt{1 + A_i \frac{\Delta t_i^2}{2}} \right) + (1 - \alpha) P_{PM}(\theta_\gamma)$$

où α est un poids relatif entre les deux termes dont la valeur de 0,05 a été obtenue par une étude Monte Carlo.

D.4.4 Méthode du maximum de vraisemblance

Les deux dernières étapes de la stratégie de reconstruction utilisent la méthode du maximum de vraisemblance. Ces deux étapes diffèrent uniquement par leur fonction densité de probabilité ou PDF³³. La dernière étape incluant le plus d'information possible, sa PDF est une extension de celle utilisée dans le maximum de vraisemblance simplifié (voir D.4.4.2).

D.4.4.1 Méthode du maximum de vraisemblance : généralités

Cette méthode consiste en la maximisation d'une fonction de vraisemblance \mathcal{L} (en fait la minimisation de $-\log \mathcal{L}$) et permet d'évaluer les paramètres \bar{X}_0 et \bar{d} de la trace. Ce maximum de vraisemblance est le produit de fonctions densités de probabilité calculées pour chaque impulsion :

$$(29) \quad \mathcal{L} = \prod_{i=1}^{n_{hit}} \mathcal{L}_i$$

De manière générale, un événement est une collection d'impulsions enregistrées par les phototubes, définies par des temps d'arrivée, des amplitudes et des positions. De manière à décrire la relation entre ces informations et la trace du muon, 4 variables sont utilisées pour définir une PDF générale :

- t_i^{th} , le temps théorique d'arrivée du photon sous l'hypothèse d'être une émission Tcherenkov du muon via la formule (23) ;

³³ PDF : Probability Density Function

- b_i , la distance de vol du photon ;
- $\theta_{\gamma i}$, l'angle entre l'axe du phototube et la direction du photon ;
- A_i l'amplitude de l'impulsion.

Cette PDF générale prend la forme suivante :

$$(30) \quad \mathcal{L}_i = P(t_i | t_i^{\text{th}}, b_i, \theta_{\gamma i}, A_i)$$

ou $P(t_i | t_i^{\text{th}}, b_i, \theta_{\gamma i}, A_i)$ représente la probabilité pour qu'un photon donnant lieu à une impulsion enregistrée au temps t_i ait :

- un temps théorique d'arrivée t_i^{th} ;
- parcouru une distance b_i entre le point d'émission sur la trace et le phototube ;
- été vu par le phototube alors que l'angle entre l'axe du phototube et sa direction vaut $\theta_{\gamma i}$;
- et que l'amplitude de l'impulsion soit A_i .

D.4.4.2 Maximum de vraisemblance « simplifié »

Dans le maximum de vraisemblance simplifié, la fonction densité de probabilité est fonction uniquement de deux variables :

- $\theta_{\gamma i}$ pour tenir compte de la probabilité qu'un photon soit vu par le phototube (voir Figure D-3) ;
- $\Delta t_i = t_i - t_i^{\text{th}}$ pour tenir compte de la probabilité qu'une impulsion arrive avec un résidu Δt_i . Ceci prend en compte le fait que des photons peuvent atteindre le phototube avec un certain retard.

La fonction densité de probabilité est le produit de deux termes f_1 et f_2 , respectivement fonction de θ et Δt :

$$(31) \quad \mathcal{L} = \prod_{i=1}^{n_{\text{hit}}} \mathcal{L}_i = \prod_{i=1}^{n_{\text{hit}}} f_1(\theta_{\gamma i}) f_2(\Delta t_i)$$

La faible dépendance de la forme de la distribution des résidus avec l'énergie du muon, illustrée sur la Figure D-13, permet de n'utiliser qu'une seule paramétrisation pour la fonction f_2 .

Celle-ci a pour expression :

$$(32) \quad f_2 = \alpha \left\{ e^{\frac{-\Delta t^2}{2\sigma^2}} + \frac{\kappa H e^{-\mu \Delta t}}{1 + \frac{\Delta t^2}{2\sigma^2}} + \frac{\lambda [1 - H] e^{-\nu |\Delta t|}}{1 + \frac{\Delta t^2}{2\sigma^2}} \right\}$$

où le terme $H = \frac{1}{2} (1 + \tanh(\Delta t))$ est une approximation de la fonction de Heaviside³⁴. La valeur des paramètres est illustrée dans le Tableau D-2.

Le premier terme est une gaussienne, représentant le pic de la distribution des résidus Δt dont la largeur est dictée par la résolution temporelle des appareils de mesure, elle est de l'ordre de 1,3 ns. Le deuxième terme prend en compte les photons diffusés et ceux produits par les gerbes électromagnétiques arrivant en retard. Le dernier terme reproduit la forme de la distribution des Δt aux temps négatifs.

L'expression de α est :

$$(33) \quad 1/\alpha = 1,04 + \kappa/2 + \lambda/2 + k_{40}$$

³⁴ L'approximation utilisée pour représenter la fonction de Heaviside permet de gommer la discontinuité en 0.

Dans la version actuelle, le niveau de ^{40}K est fixé à 0 et t_{Offset} est une correction apportée à Δt :

$$\Delta t_i = t_i - t_i^{\text{calc}} - t_{\text{Offset}}.$$

Paramètre	Valeur
κ	0,52
$1/\mu$	140,00
λ	0,001
$1/\nu$	4,0
σ	1,3
t_{offset}	0,94

Tableau D-2 : valeur des paramètres utilisés dans la densité de probabilité.

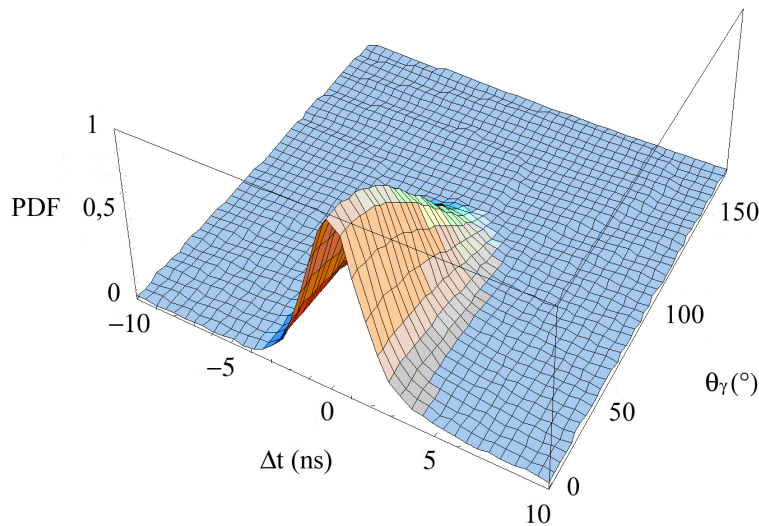


Figure D-13 : densité de probabilité utilisée pour le maximum de vraisemblance simplifié en fonction du résidu Δt et de l'angle entre le photon et le phototube θ_γ [66].

La PDF complète, produit de f_1 et f_2 , est représentée sur la Figure D-13 dans le plan $(\Delta t, \theta_\gamma)$.

D.4.4.3 Maximum de vraisemblance final

Ce maximum de vraisemblance complet est utilisé comme étape finale de la stratégie de reconstruction. Il utilise, comme point de départ, la solution avec le plus grand maximum de vraisemblance par degré de liberté $(-\ln \mathcal{L} / \text{ndl})$ obtenu par le maximum de vraisemblance simplifié.

Il utilise les 4 variables t_i^{th} , $\theta_{\gamma i}$, b_i , A_i et inclut le bruit de fond lié aux impulsions générées par la désintégration du ^{40}K . La PDF associée à une impulsion enregistrée au temps t_i est de la forme $P(t_i | t_i^{\text{th}}, \theta_{\gamma i}, b_i, A_i)$.

La PDF peut être séparée en deux parties, l'une décrivant les impulsions provenant du muon et l'autre les impulsions provenant du bruit de fond :

$$(34) \quad P(t_i | t_i^{\text{th}}, \theta_{\gamma i}, b_i, A_i) = P_{\text{signal}}(t_i | t_i^{\text{th}}) P(\text{signal} | \theta_{\gamma i}, b_i, A_i) + P_{\text{bg}}(t_i | t_i^{\text{th}}) P(\text{bg} | \theta_{\gamma i}, b_i, A_i)$$

Les impulsions liées au bruit de fond de la désintégration β du ^{40}K sont distribuées de manière totalement aléatoire durant un événement. $P_{\text{bg}}(t_i | t_i^{\text{th}})$ est donc un terme constant qui sera déterminé par la normalisation de la PDF. $P_{\text{signal}}(t_i | t_i^{\text{th}})$ est paramétrisé par :

$$(35) \quad P_{\text{signal}}(t_i | t_i^{\text{th}}) = \alpha \left[e^{-\frac{\Delta t^2}{2\sigma^2}} + H(\rho) \frac{\kappa_1 e^{-\mu_1 \Delta t} + \kappa_2 e^{-\mu_2 \Delta t}}{\sqrt{1 + \frac{\Delta t^2}{\sigma^2}}} + [1 - H(\rho)] \frac{\lambda_1 e^{\nu_1 \Delta t}}{\sqrt{1 + \frac{\Delta t^2}{\sigma^2}}} \right]$$

où le terme $H(\rho) = \frac{1}{2} (1 + \tanh(\rho \Delta t))$ est une approximation de la fonction de Heavyside, le paramètre ρ gouverne la « rapidité » du passage d'une valeur de 0 à une valeur de 1.

Les trois termes ont la même fonction que dans l'équation (32), le dénominateur de la formule (32) étant relié à celui de la formule (35) par un développement limité. Si $\Delta t < -2$ ns, une paramétrisation particulière est utilisée : $P_{\text{signal}}(t_i | t_i^{\text{th}}) = \lambda_2 e^{\nu_2 \Delta t}$.

La valeur des paramètres est déterminée à partir d'un ajustement sur les données Monte Carlo.

$P_{\text{signal}}(\text{signal} | \theta_{\gamma_i}, b_i, A_i)$ et $P_{\text{bg}}(\text{bg} | \theta_{\gamma_i}, b_i, A_i)$ sont paramétrisés à partir de la distribution du nombre d'événements de signal et de bruit de fond en fonction de $\theta_{\gamma_i}, b_i, A_i$. L'évolution des deux probabilités en fonction de l'amplitude A_i est réalisé en utilisant différentes paramétrisations en fonction de la valeur de A_i . Cinq intervalles d'amplitude, exprimés en photoélectrons, ont ainsi été définis $[0 ; 1,5]$, $[1,5 ; 2,5]$, $[2,5 ; 5]$, $[5 ; 10]$ et $[10 ; \infty]$.

Un exemple des distributions de $P_{\text{signal}}(t_i | t_i^{\text{th}})$, du nombre d'impulsions liées au signal et au bruit de fond en fonction de θ_{γ_i} et b_i est montré sur la Figure D-14 pour des impulsions d'amplitude comprise entre 0,5 et 1,5 photo-électrons.

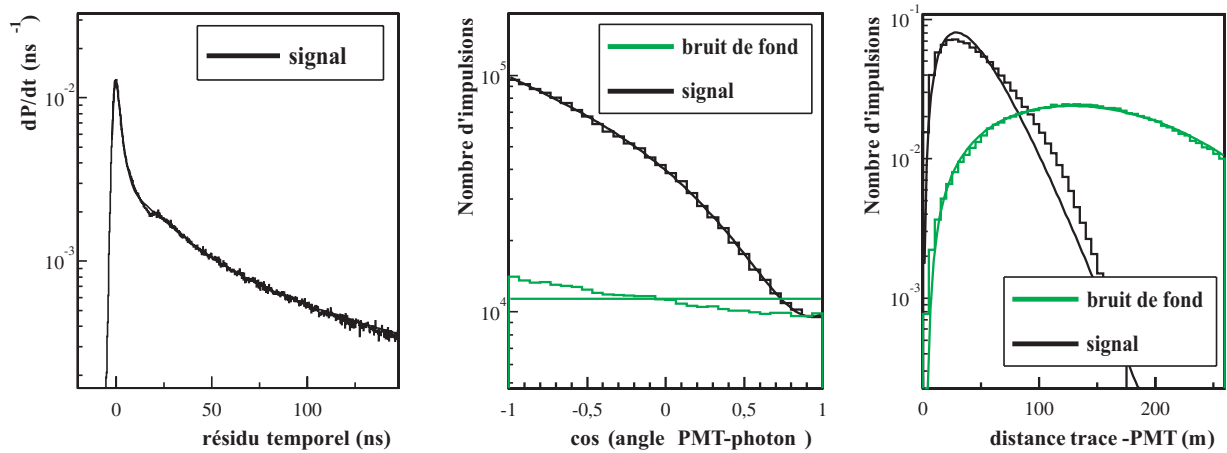


Figure D-14 : exemple de distribution de probabilité pour des amplitudes d'impulsions comprises entre 0,5 et 1,5 photoélectrons. En gris, pour les impulsions provenant du bruit de fond, en noir pour les impulsions provenant du signal [67].

Les impulsions utilisées lors de cet ajustement sont celles qui :

- sont acceptées par la coupure en amplitude (D.3) et par le filtre de causalité (D.3.3) ;
- qui vérifient un Δt inférieur à 250 ns et une distance parcourue par le photon estimée à moins de 100 mètres (D.3.2).

Au terme de cette dernière étape, les paramètres finals de la trace sont obtenus.

D.4.5 Critères de sélection génériques

Les critères de sélection génériques sont des coupures sur la valeur du maximum de vraisemblance par degré de liberté ndf. Elles optimisent la résolution angulaire et la surface effective, sont utilisées pour faciliter le développement de nouveaux algorithmes et doivent être adaptées à chaque analyse de physique.

Les événements sélectionnés respectent les conditions suivantes :

- $\frac{\ln \mathcal{L}}{\text{ndf}} > -6$
- si plus de 50 impulsions ont été sélectionnées pour l'ajustement final, $\frac{\ln \mathcal{L}}{\text{ndf}} > -6,5$
- si une solution secondaire est trouvée, compatible avec la trace reconstruite finale, $\frac{\ln \mathcal{L}}{\text{ndf}} > -7,5$
- si une solution secondaire est trouvée, incompatible avec la trace reconstruite, $\frac{\ln \mathcal{L}}{\text{ndf}} - \frac{\ln \mathcal{L}_{\text{secondaire}}}{\text{ndf}} > 1$

Une trace secondaire est obtenue quand, lors de l'étape du M-estimateur (voir D.4.3), plusieurs points de départ donnent lieu à des traces reconstruites. Une trace secondaire est compatible avec la trace finale si leur écart angulaire est inférieur à 1° . Ces coupures ont été étudiées et sont commentées dans la référence [67].

Travailler sur le sous-échantillon d'événements définis par ces coupures permet de s'affranchir des effets liés à la qualité de la reconstruction. Elles ont été utilisées pour développer l'estimateur d'énergie (D.5) et les événements sélectionnés seront appelés « bien reconstruits ».

D.4.6 Justification du choix de la stratégie et performances

Cette stratégie a été retenue car elle présente les meilleures performances comparées aux deux autres stratégies disponibles. La stratégie dite « initiale » est basée sur le maximum de vraisemblance simplifié, elle est décrite dans [66]. La stratégie dite itérative reprend le maximum de vraisemblance simplifié en y ajoutant un pré-ajustement itératif ([68] et [69]).

Les performances de la stratégie utilisée sont visibles sur l'évolution de la surface effective des événements reconstruits en fonction de l'énergie du neutrino (Figure D-15) et sur l'évolution de la surface effective en muons (Figure D-16). Ceci traduit le fait qu'elle permet de reconstruire plus d'événements que les 2 autres et ceci dans n'importe quelle gamme d'énergie. Les résolutions angulaires sont, dans tous les cas, de l'ordre de $0,15^\circ$ comme le montre la Figure D-17.

Cette dernière figure permet également d'illustrer le fait que la résolution angulaire est dominée, à basse énergie (en-dessous de 10^3 GeV), par la cinématique de l'interaction alors qu'à haute énergie (au-dessus de 10^4 GeV) ce sont la diffusion coulombienne du muon et les performances intrinsèques du détecteur qui dominent (C.1.1).

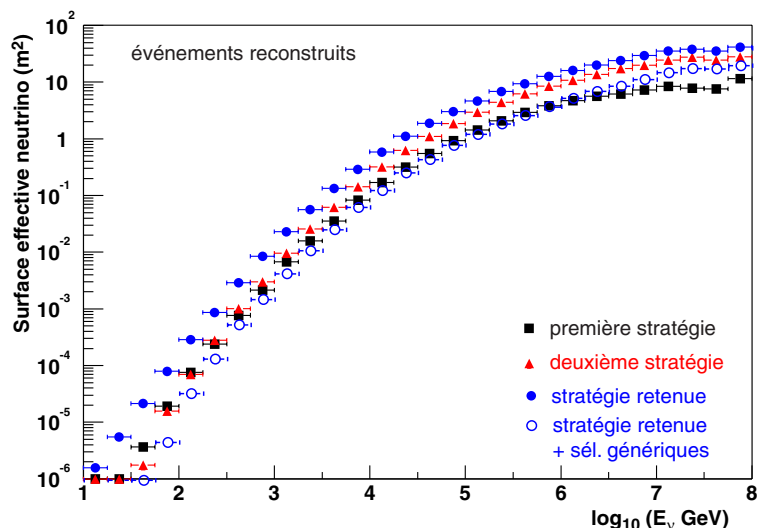


Figure D-15 : évolution de la surface effective neutrino en fonction de l'énergie du neutrino pour les trois stratégies disponibles dans le programme de reconstruction.

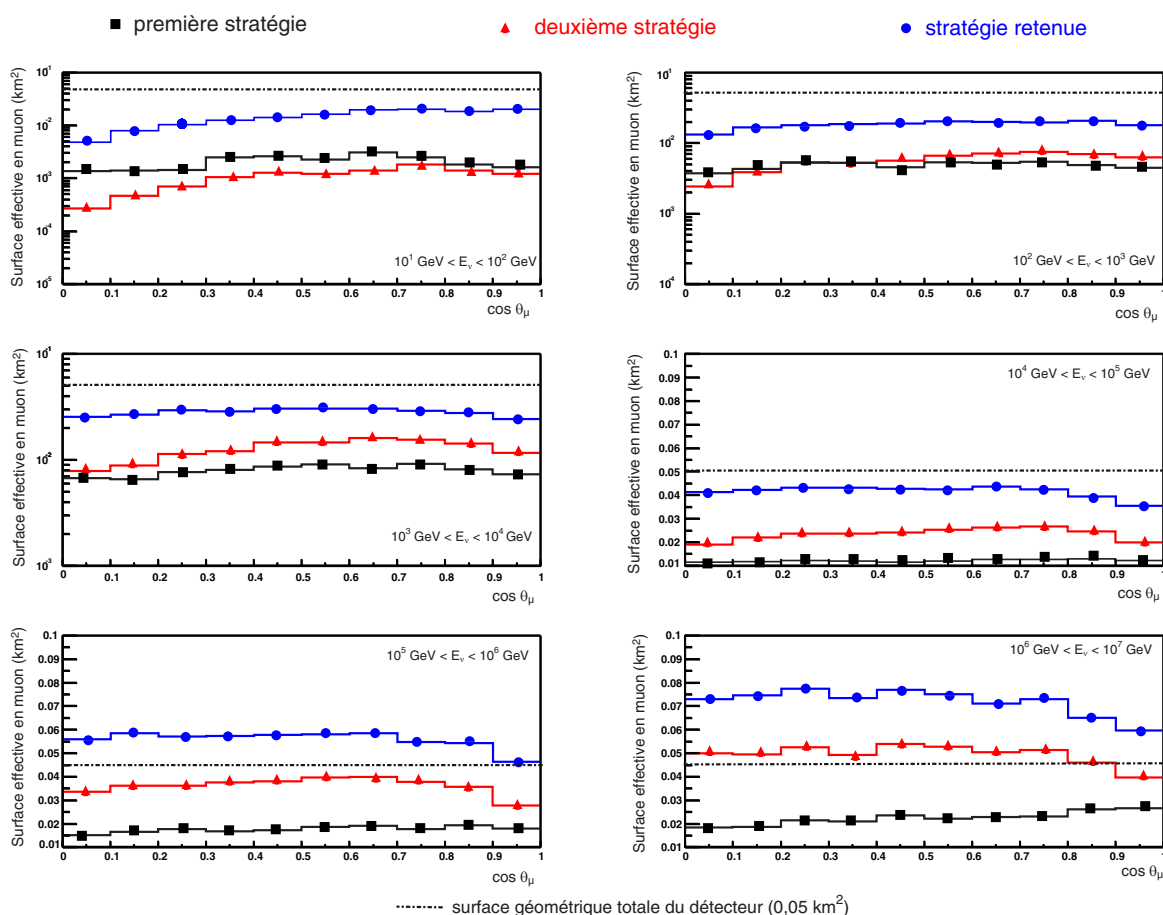


Figure D-16 : évolution de la surface effective en muons des événements reconstruits en fonctions de l'angle zénithal du muon et de différentes gammes d'énergie du neutrino. Les carrés représentent les résultats obtenus avec la stratégie « initiale », les triangles la stratégie « itérative » et les ronds la stratégie retenue.

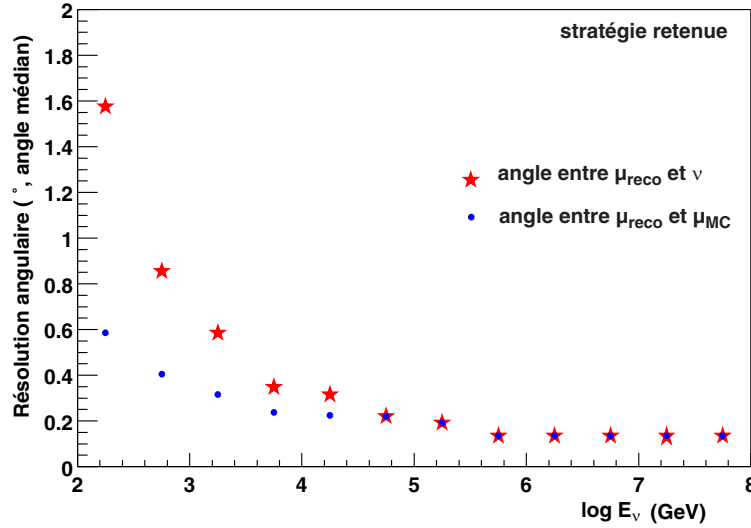


Figure D-17 : évolution de l'angle entre le muon au vertex (μ_{MC}) et le muon reconstruit (μ_{reco}), le neutrino (ν) et le muon reconstruit en fonction de l'énergie E_ν du neutrino.

D.5 Reconstruction de l'énergie

L'étude des flux diffus nécessite de reconstruire l'énergie des muons avec une bonne précision pour les distinguer des neutrinos atmosphériques. Pour cela une nouvelle méthode, plus performante que les algorithmes existants, a été développée. Ces algorithmes utilisent l'estimation des paramètres de la trace. La partie D.5.1 expose l'ancienne méthode de reconstruction de l'énergie, la partie D.5.2 décrit la nouvelle méthode. La comparaison des deux estimateurs est réalisée dans la partie D.5.4.

D.5.1 Méthode utilisée jusqu'alors

Cette méthode est basée sur la comparaison de l'amplitude des impulsions mesurées à l'amplitude théorique qu'aurait donné un muon de basse énergie au minimum d'ionisation ([70] et [71]).

La première étape consiste à sélectionner les impulsions qui présentent :

1. une amplitude supérieure à 0,5 pe (D.3) ;
2. une différence de temps entre temps enregistrés et temps théoriques inférieure à 4 ns, ($|t_{mes}-t_{calc}| < \Delta t = 4 \text{ ns}$).

Le premier critère sur l'amplitude permet de rejeter des impulsions liées au ^{40}K et de simuler le seuil du déclenchement de l'acquisition, le deuxième permet de se restreindre aux photons Tcherenkov n'ayant pas subi de diffusion.

Une variable corrélée à l'énergie, appelée x , est construite en se basant sur l'évolution de la perte d'énergie linéaire des muons avec l'énergie. En effet, en première approximation, le dE/dx varie linéairement avec l'énergie comme discuté dans C.1.2 et montré dans la formule (10).

L'amplitude des impulsions enregistrées par les PM doit augmenter avec l'énergie et la quantité x est définie comme :

$$(36) \quad x = n_{hit} \left(\sum \frac{A_{hit}}{A_{calc}} - 1 \right)$$

Deux régimes pour le calcul de x sont définis à partir des valeurs du rapport de l'amplitude mesurée sur l'amplitude calculée $A_{\text{hit}}/A_{\text{calc}}$:

- si $0,1 < A_{\text{hit}}/A_{\text{calc}} < 100$ l'impulsion est classée comme provenant d'un muon de « basse énergie » (critère 1);
- si $10 < A_{\text{hit}}/A_{\text{calc}} < 1000$ l'impulsion est classée comme provenant d'un muon de « haute énergie » (critère 2).

Un événement est classé comme « haute énergie » si la valeur de l'estimateur x calculée à partir des impulsions classées comme « basse énergie » est supérieure à $10^{3,5}$. Sinon il est classé comme « basse énergie ».

Si l'événement est classé « haute énergie » (« basse énergie »), seules les impulsions classées « haute énergie » (« basse énergie ») sont utilisées pour recalculer x .

Pour les 2 régimes, la relation reliant les valeurs de x à l'énergie du muon est un polynôme de degré 2 dont les coefficients ont été évalués par un ajustement sur des données Monte Carlo :

$$(37) \quad \log_{10}(x) = a (\log_{10}E_{\mu})^2 + b \log_{10}E_{\mu} + c$$

L'inversion de cette dernière relation permet de déterminer, pour chaque événement et à partir de la valeur de x , l'énergie du muon. La Figure D-18 montre la corrélation entre l'énergie reconstruite et l'énergie vraie du muon. Cette méthode donne de bons résultats pour des muons relativement loin du minimum d'ionisation, c'est à dire au-dessus de 1 TeV. Ceci est intrinsèque aux hypothèses puisque l'estimation de l'énergie se fait en comparant les pertes catastrophiques d'énergies aux pertes linéaires. L'énergie est déterminée à un facteur 3 près.

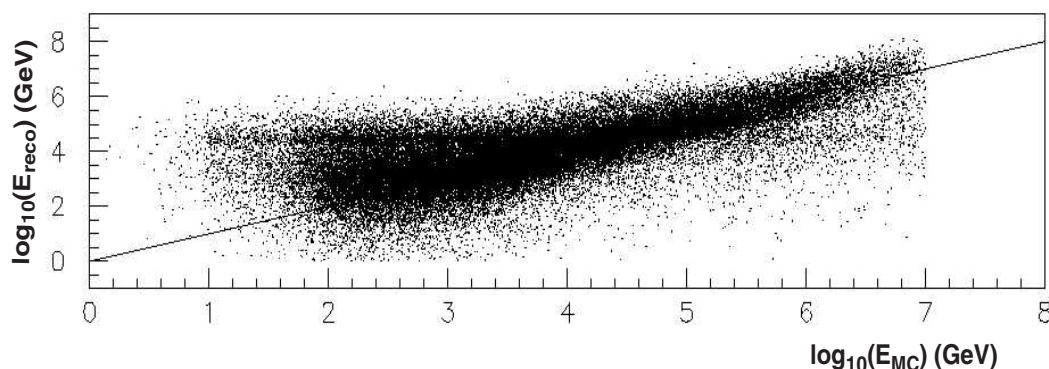


Figure D-18 : distribution de l'énergie reconstruite en fonction de l'énergie vraie obtenue avec l'ancienne méthode.

D.5.2 Nouvelle méthode fondée sur la perte d'énergie linéaire des muons dans l'eau

Un estimateur du dE/dx peut être considéré comme le rapport de deux termes :

- un terme relié à l'énergie perdue par le muon lors de son passage dans le volume de sensibilité du détecteur ;
- l'autre relié à la longueur de son parcours au sein du même volume.

L'énergie émise par le muon est estimée à partir de la somme des amplitudes des impulsions enregistrées par le détecteur. Les impulsions considérées sont :

- des impulsions de grande amplitude, supérieure à 2,5 pe ceci dans le but de rejeter quasi totalement les impulsions liées au potassium 40 et de ne conserver que les impulsions liées aux

muons (émission directe et indirecte - par le biais des pertes catastrophiques - de lumière Tcherenkov) comme le montre la Figure D-19 ;

- liées à des distances de vol du photon Tcherenkov raisonnables compte tenu de la longueur d'atténuation effective (~ 55 m), inférieures à 300 m ;
- dans une fenêtre de résidu temporel restreinte, $|\Delta t| < 250$ ns.

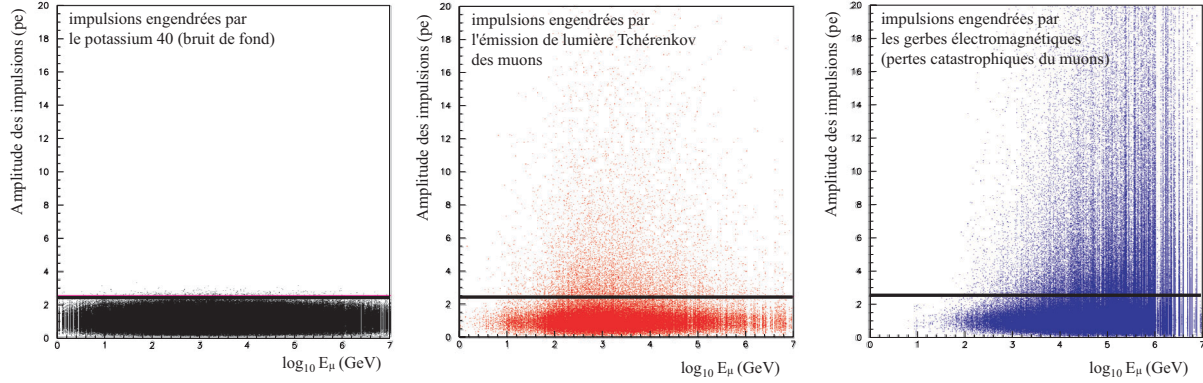


Figure D-19 : évolution de l'amplitude des impulsions enregistrées sur les phototubes en fonction de leur origine et de l'énergie du muon. Cette figure est obtenue avant la digitisation des impulsions et montre l'augmentation de la proportion d'impulsions en provenance des gerbes électromagnétiques avec l'augmentation de l'énergie du muon. La coupure à 2,5 pe est symbolisée par le trait horizontal.

Ces sélections permettent de sélectionner des impulsions dues au muon et provenant de photons n'ayant pas trop diffusé. L'amplitude totale des impulsions sélectionnées est alors corrigée par l'efficacité du détecteur que nous appellerons ϵ . La variable ϵ représente la fraction de la lumière émise qui peut être captée par les photomultiplicateurs. Cette fonction ϵ dépend implicitement :

- des paramètres de la trace que sont la position et la direction ;
- de la géométrie du détecteur et de sa « granularité » ;
- de la réponse angulaire des photomultiplicateurs ainsi que des propriétés optiques du milieu.

Un cas particulier permet de comprendre l'utilité de cette variable ϵ : imaginons un muon montant se propageant à θ_c de la verticale et passant sous le détecteur. Les photons Tcherenkov se répartissent sur un front d'onde définissant deux plans : un horizontal et un vertical (voir Figure D-20). Le détecteur n'est sensible, dans ce cas précis, qu'à une partie du front d'onde horizontal : l'intersection entre le plan horizontal associé au front d'onde et le volume de sensibilité du détecteur. Cette intersection est en fait un disque d'environ 200 m de rayon. La fraction de lumière détectée sera la projection de la surface des photocathodes sur cette surface de lumière potentiellement visible, ce qui est représenté sur la Figure D-20.

Chaque photomultiplicateur a une photocathode de surface A et l'angle entre le phototube et le plan de photon est de 45° . Tout ceci permet d'écrire :

$$(38) \quad \begin{cases} S_{\text{photon}} = \pi (R + N L_{\text{att. eff.}})^2 \sim \pi 200^2 \sim 1,26 \cdot 10^5 \text{ m}^2 & (\text{pour } N = 2, L_{\text{att. eff.}} \sim 50 \text{ m}) \\ S_{\text{det}} \sim N_{\text{pm}} \cos 45^\circ A \sim 900 \cdot 0,71 \cdot 0,04 \sim 25,6 \text{ m}^2 \end{cases}$$

ϵ n'est rien d'autre que le rapport entre la surface projetée des photocathodes et la surface « détectable » $S_{\text{photon}}/S_{\text{det}}$, ce qui donne une valeur de $2 \cdot 10^{-4}$ à ϵ dans ce cas particulier.

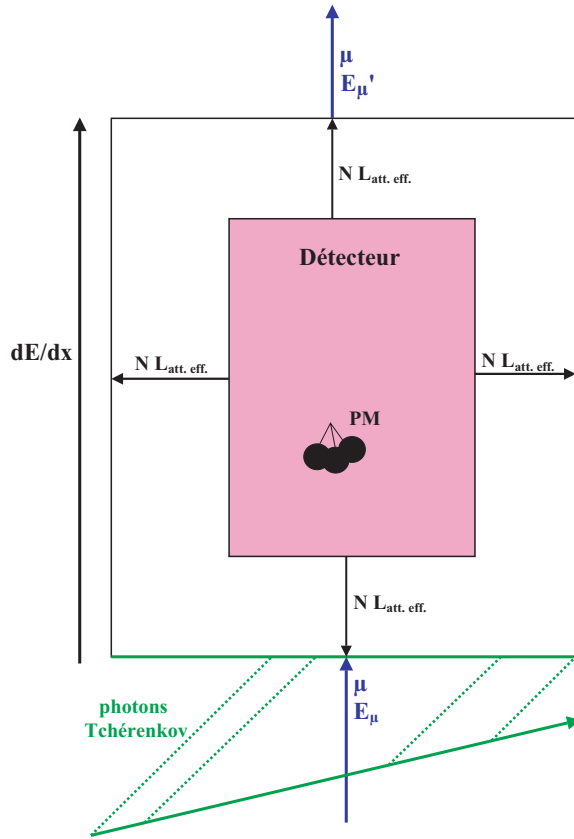


Figure D-20 : estimation de ϵ en utilisant une trace montante inclinée de θ_c . La lumière Tcherenkov se retrouve sur un plan horizontal et la fraction détectable sera la projection de la surface des photocathodes sur ce plan. Sur ce même schéma est illustré le fait que les muons perdent de l'énergie lors de leur traversée du volume de sensibilité.

Dans le cas général, ϵ est calculé à partir d'une géométrie donnée du détecteur. Pour chaque photomultiplicateur constituant le détecteur, l'arrivée d'un photon Tcherenkov, émis par le muon, sur la photocathode est simulé. La probabilité globale de détecter ce photon est donnée par :

- la probabilité de détecter le photon sachant qu'il arrive sous un certain angle, facteur α_θ (voir D.1.2.2);
- la probabilité que le photon ait parcouru une distance r pour prendre en compte l'atténuation ($L_{att. eff.} \sim 55$ m), donné par $\exp(-r/L_{att. eff.})$;
- la diminution du nombre de photons Tcherenkov par unité de surface compte-tenu de la propagation de l'anneau Tcherenkov (intersection du cône de lumière Tcherenkov avec le plan de détection), facteur supplémentaire $1/r$;

soit finalement :

$$(39) \quad \epsilon_{PM} = \frac{\alpha_\theta}{r} e^{\frac{-r}{L_{att. eff.}}}$$

La variable ϵ est définie comme la valeur moyenne des ϵ_{PM} pour tous les PM :

$$(40) \quad \epsilon = \frac{1}{N_{pm}} \sum_{j=1}^{N_{pm}} \epsilon_{PM} = \frac{1}{N_{pm}} \sum_{j=1}^{N_{pm}} \frac{\alpha_{\theta_j}}{r_j} e^{\frac{-r_j}{L_{att. eff.}}}$$

La Figure D-21 montre l'évolution de ϵ en fonction de $\cos \theta$. La valeur de 2.10^{-4} ($\log_{10} \epsilon \sim -3,7$) obtenue dans l'exemple précédent pour un $\cos \theta (= \cos \theta_c)$ de 0,7 donne le bon ordre de grandeur de ϵ . Cette figure met en évidence la sensibilité supérieure du détecteur aux traces montantes.

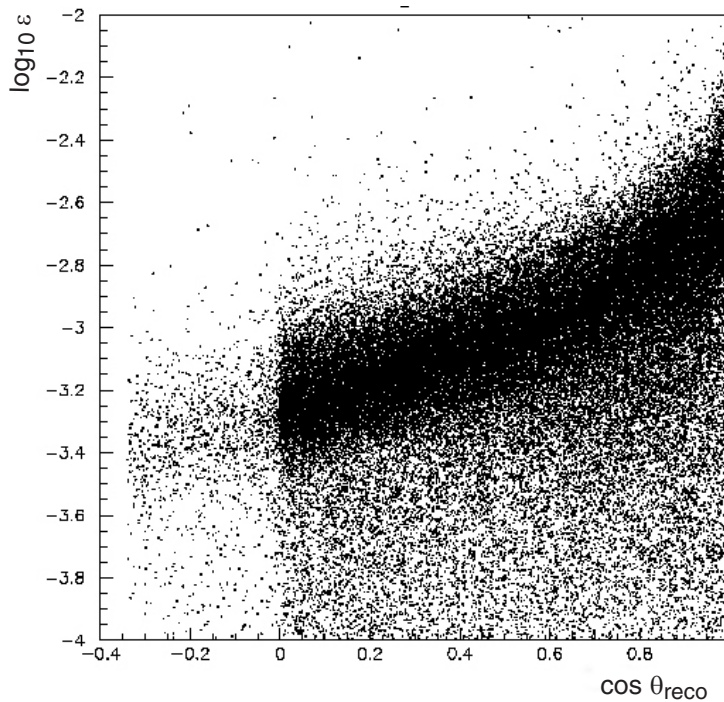


Figure D-21 : évolution de l'efficacité ϵ du détecteur en fonction de l'angle zénithal reconstruit du muon.

Le passage de l'énergie détectée à l'énergie émise par le muon revient à diviser l'amplitude des impulsions enregistrées par ϵ pour corriger la mesure de l'efficacité du détecteur.

Enfin pour construire un estimateur de dE/dx , il faut estimer la longueur L_μ parcourue par le muon dans le volume de sensibilité.

Le détecteur est tout d'abord assimilé à un cylindre, le volume instrumenté, dont les dimensions sont obtenues à partir des positions extrêmes des PM. Le volume de sensibilité est défini à partir des dimensions du volume instrumenté auxquels les N fois $L_{att. eff.}$ sont ajoutées. L_μ est la longueur parcourue par le muon dans ce nouveau cylindre. La Figure D-22 montre la distribution de L_μ pour les traces reconstruites.

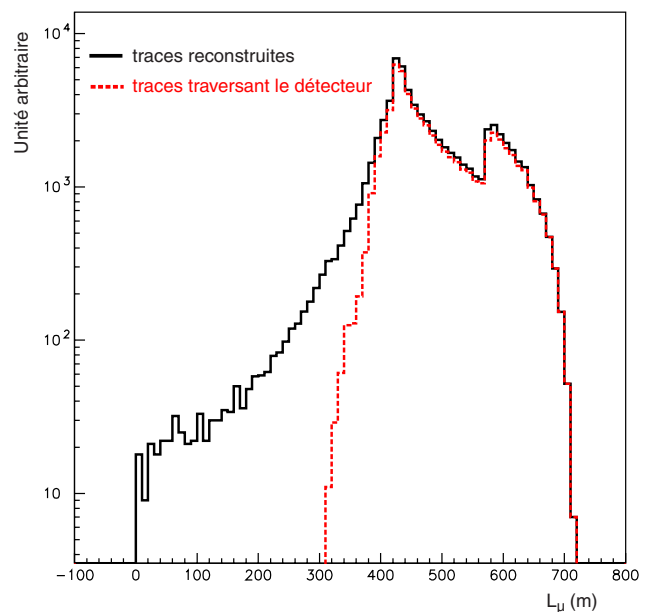


Figure D-22 : distribution des L_μ pour les traces reconstruites (trait continu) et pour les traces reconstruites qui passent dans le volume englobant l'ensemble des photomultiplicateurs (volume instrumenté, trait en pointillés).

L'estimateur ρ , lié par construction au dE/dx , s'exprime finalement comme :

$$(41) \quad \rho = \frac{1}{L_\mu} \frac{\sum_{i=1}^{N_{hit}} A_i}{\varepsilon} = \frac{1}{L_\mu} \frac{\sum_{i=1}^{N_{hit}} A_i}{\frac{1}{N_{pm}} \sum_{j=1}^{N_{pm}} \frac{\alpha_{\theta j}}{r_j} e^{\frac{-r_j}{L_{atfeff}}}}$$

Les traces qui présentent un ε trop petit entraînent une correction tellement grande qu'il ne faut pas espérer obtenir un résultat cohérent. De même les traces passant trop loin du détecteur parcourant ainsi un faible chemin à l'intérieur de notre volume de sensibilité ou, pour lesquelles ε est trop petit, ne permettent pas d'estimer correctement l'énergie. L'estimateur est fiable dans les conditions suivantes :

- l'estimation du parcours dans le volume de sensibilité est supérieur à 200 m ;
- la valeur de ε est supérieure à $5 \cdot 10^{-5}$;
- l'amplitude moyenne des impulsions sélectionnées est inférieure à 8.

La Figure D-23 montre l'évolution de ρ avec l'énergie du muon, pour l'ensemble des traces reconstruites et pour les traces sélectionnées comme « bien reconstruits » d'après les critères définis en D.4.5. Il est plus facile d'estimer les performances intrinsèques de notre estimateur d'énergie avec ces derniers.

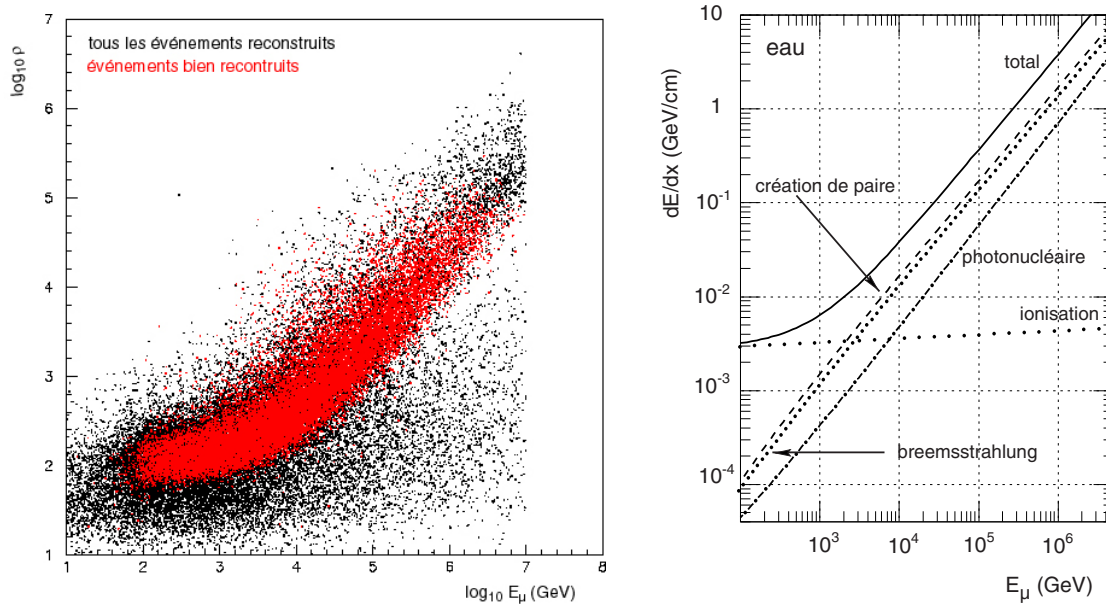


Figure D-23 : comparaison de l'estimateur ρ avec la théorie du dE/dx . La figure de gauche montre l'évolution de ρ avec l'énergie du muon, celle de droite l'évolution théorique du dE/dx dans l'eau en fonction de l'énergie du muon [26].

Celle-ci est en bon accord avec l'évolution théorique du dE/dx des muons dans l'eau.

D.5.3 Comparaison à la théorie du dE/dx

L'évolution de la perte d'énergie linéaire des muons pour différents matériaux a été estimée théoriquement dans [72] de 1 GeV à 10 TeV.

La Figure D-24, extraite de [73] montre l'évolution des coefficients a et b du dE/dx en fonction de E :

$$(42) \quad \frac{dE}{dx} = a(E) + b(E) E$$

Le paramètre b varie peu au-delà de 1 TeV.

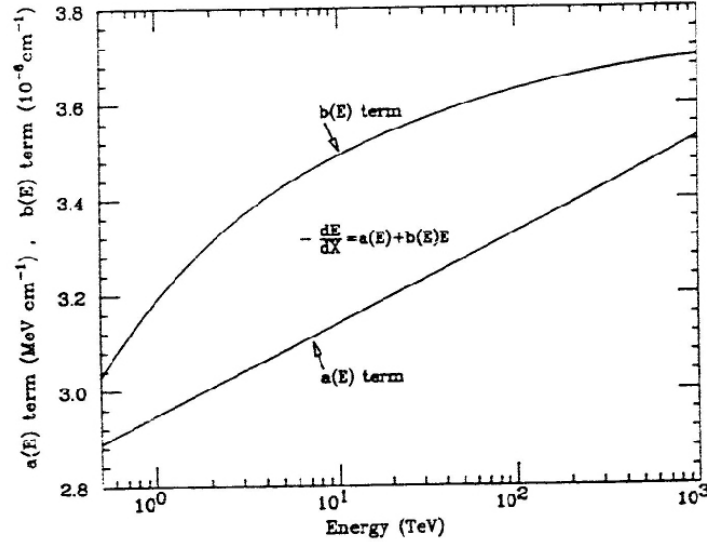


Figure D-24 : évolution des paramètres a et b en fonction de l'énergie du muon dans l'eau [72].

La Figure D-25 montre l'évolution de ρ pour les traces bien reconstruites.

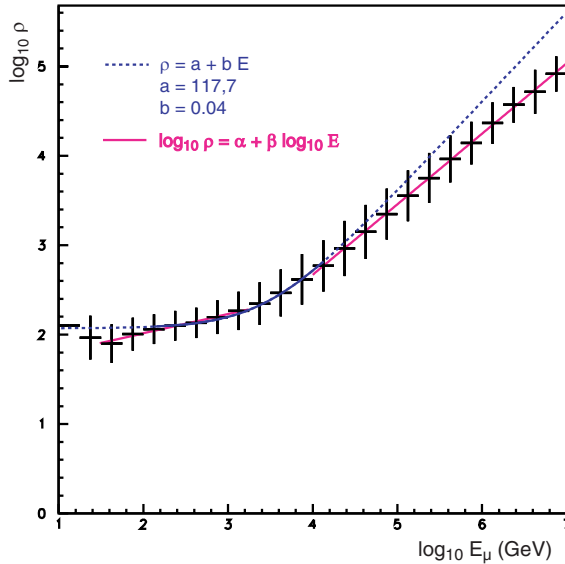


Figure D-25 : comparaison entre l'évolution de ρ avec l'énergie et la théorie du dE/dx (courbe en traits pointillés).

La courbe en pointillés représente le résultat d'un ajustement des données à un modèle où a et b sont constants. Ce modèle reproduit bien l'évolution de ρ entre ~ 100 GeV et 1 TeV mais l'accord se dégrade au fur et à mesure que l'énergie augmente. A basse énergie, les pertes d'énergie par ionisation dominent donnant une valeur quasi-constante au dE/dx , quand les variations de a sont négligées. A plus haute énergie, deux éléments viennent contredire ce modèle simpliste :

- l'évolution de b avec l'énergie puis sa saturation au-dessus de 1 TeV ;

- le fait que l'énergie du muon évolue continuellement au fur et à mesure de sa propagation dans le volume de sensibilité.

Le premier point a pour effet de rendre les données compatibles avec un modèle du genre $\log_{10} dE/dx = \alpha + \beta \log_{10} E$. Le deuxième, quant à lui, induit une sous-estimation du dE/dx des particules, ce qui revient à sous-estimer leur énergie.

En effet, pour un muon de 10 TeV le dE/dx est d'environ $4 \text{ GeV}\cdot\text{m}^{-1}$. La traversée du volume de sensibilité, soit un parcours d'environ 450 m, induit une perte d'énergie de 18% en supposant que le dE/dx est constant. A 100 TeV, le dE/dx est d'environ $80 \text{ GeV}\cdot\text{m}^{-1}$, ce qui induit cette fois-ci une perte d'énergie de 37%. Ces deux exemples présentés dans le Tableau D-3 permettent de se rendre compte que l'énergie du muon évolue dans des proportions non négligeables durant la traversée du volume de sensibilité et que cet effet augmente avec l'énergie. Ceci explique également le fait que le modèle rudimentaire avec a et b constants s'éloigne de plus en plus de l'évolution de p avec l'énergie.

Energie en entrée (TeV)	dE/dx dans l'eau (GeV/m)	Energie perdue (TeV)
10	3,8	1,8
100	80	37

Tableau D-3 : estimation de l'énergie perdue par un muon lors de sa traversée du volume de sensibilité.

Il est donc difficile de relier l'évolution de p à une fonction physique découlant de la théorie de la perte d'énergie. Cet estimateur a ainsi été ajusté par une fonction empirique, un polynôme de degré 3 de la forme :

$$(43) \quad \log_{10} p = a + b \log_{10} E_{\mu} + c \left(\log_{10} E_{\mu} \right)^2 + d \left(\log_{10} E_{\mu} \right)^3$$

La Figure D-26 montre le résultat de l'ajustement. Implicitement, l'estimateur d'énergie ne sera valable qu'au-dessus de 100 GeV.

L'inversion de la relation (43) permet d'avoir une estimation de l'énergie pour chacun des événements.

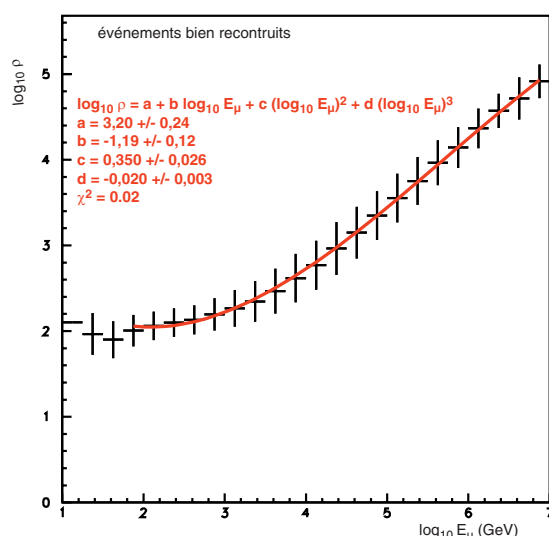


Figure D-26 : ajustement du polynôme de degré 3 sur l'évolution de p avec l'énergie du muon.

La Figure D-27 montre l'évolution de l'énergie reconstruite en fonction de l'énergie Monte Carlo pour l'ensemble des événements reconstruits à gauche et pour les événements sélectionnés comme « bien reconstruits » à droite (voir le paragraphe D.4.5).

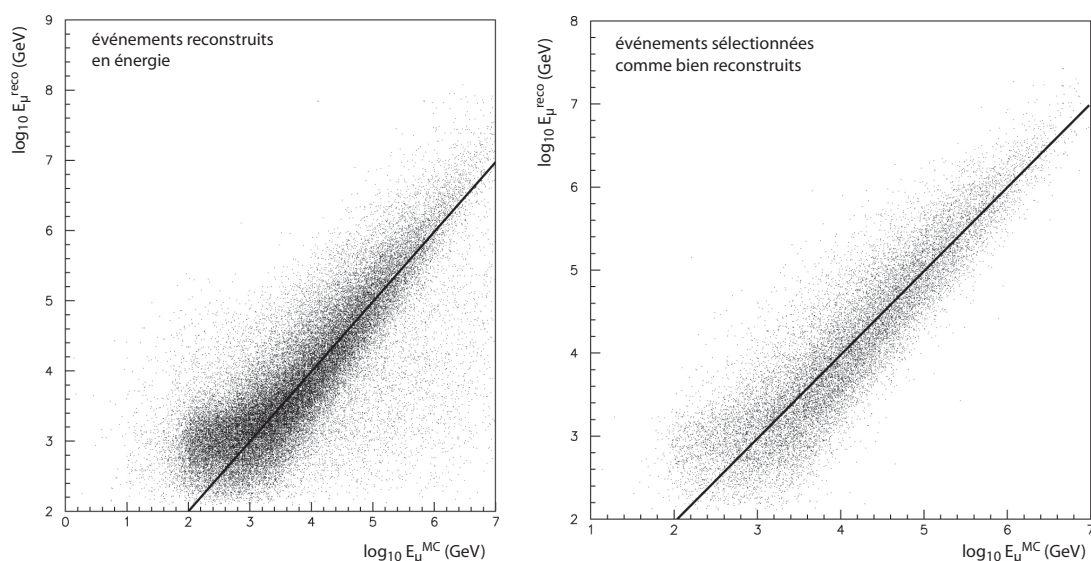


Figure D-27 : distribution des énergies reconstruites en fonction des énergies vraies : à gauche pour tous les événements reconstruits en énergie et à droite pour les événements sélectionnés comme « bien reconstruits ».

Il apparaît clairement que l'estimateur d'énergie est sensible à la qualité de la reconstruction de la trace. La dispersion des points est plus importante sur la Figure D-27 (gauche) utilisant l'ensemble des événements reconstruits que sur la Figure D-27 (droite) contenant uniquement les événements bien reconstruits. En particulier, de nombreux événements ont une énergie reconstruite plus faible que celle générée.

D.5.4 Comparaison des performances

La comparaison des différents algorithmes d'estimation d'énergie doit s'effectuer en essayant de s'affranchir le plus possible des effets liés à la reconstruction des traces. Les 2 algorithmes vont être comparés en utilisant uniquement les traces sélectionnées comme « bien reconstruites ».

L'estimation des performances concernant la reconstruction de l'énergie est obtenue à partir de la distribution des résidus en énergie ($\log_{10} E_{\mu}^{\text{reco}} - \log_{10} E_{\mu}^{\text{MC}}$) pour différents intervalles d'énergie Monte Carlo (MC). La Figure D-28 montre la distribution des résidus en énergie pour les décades $[10^2 \text{ GeV} - 10^3 \text{ GeV}]$, $[10^4 \text{ GeV} - 10^5 \text{ GeV}]$ et $[10^6 \text{ GeV} - 10^7 \text{ GeV}]$, ceci pour les deux estimateurs. Il apparaît dans les deux cas que les distributions ne sont pas gaussiennes et que le nouvel algorithme reconstruit en énergie moins de traces mais avec une plus faible dispersion.

Nbre d'évts Méthode	Evts reconstruits en énergie	Evts reconstruits en énergie avec trace bien reconstruite (voir D.4.5)
Ancienne	65 633	20 546
Nouvelle	49 669 (76%)	17 727(86%)

Tableau D-4 : comparaison du nombre d'événements reconstruits par les deux méthodes.

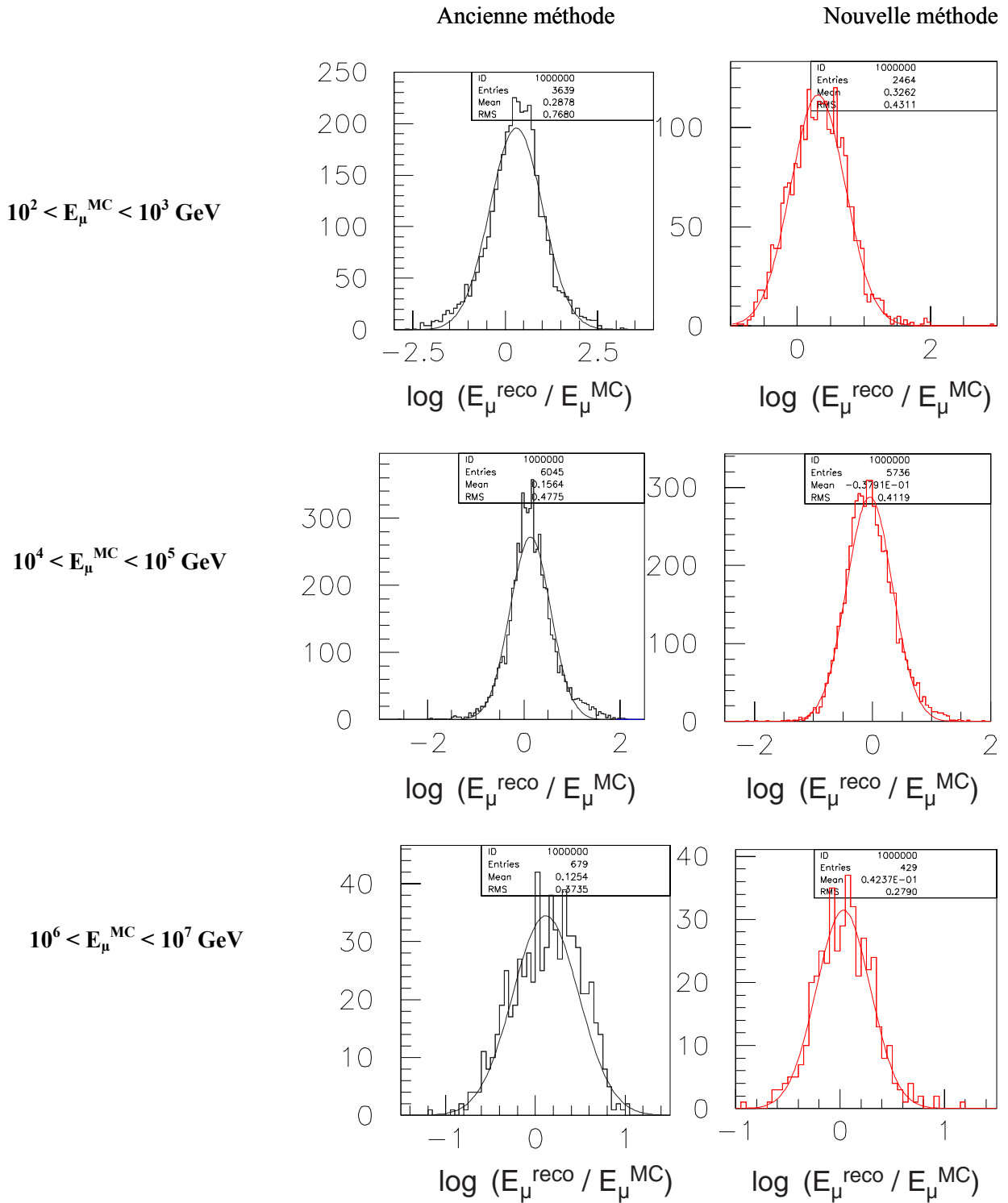


Figure D-28 : comparaison des résidus en énergie obtenus avec les deux méthodes. Les figures de gauche montrent les résidus obtenus avec l'ancienne méthode, celles de droite les résidus obtenus avec la nouvelle méthode pour différentes décades en énergie.

Une manière de comparer l'évolution des performances en fonction de l'énergie MC est de représenter l'évolution de l'écart quadratique moyen ou RMS³⁵ et de la valeur moyenne des résidus en fonction de l'énergie (voir Figure D-29).

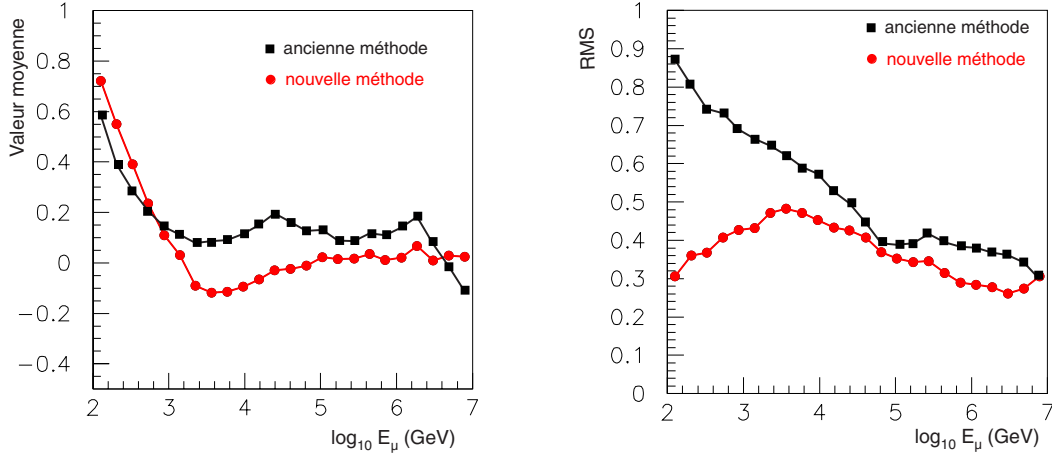


Figure D-29 : comparaison de l'évolution avec l'énergie de la valeur moyenne et de la RMS des résidus en énergie entre les deux estimateurs d'énergie (carrés noirs : ancienne méthode, ronds : nouvelle méthode).

Une bonne reconstruction de l'énergie est assujettie à vérifier deux critères sur la distribution des résidus en énergie :

- une valeur moyenne centrée en 0 ;
- une RMS la plus faible possible.

Un critère permet de les regrouper : le calcul de la RMS de la distribution des résidus en fixant la valeur moyenne à zéro, c'est à dire le calcul de $(\langle [\log_{10} E_{\mu}^{\text{reco}} - \log_{10} E_{\mu}^{\text{MC}}]^2 \rangle)^{1/2}$ (voir Figure D-30). De ces figures, il ressort que la résolution en énergie obtenue grâce à la nouvelle méthode est quasi constante sur une grande plage d'énergie. Elle vaut 0,4 de 1 TeV à 10^7 GeV, ce facteur de 0,4 représente une incertitude sur l'énergie d'un facteur 2,5.

Cet estimateur d'énergie possède également l'avantage d'être quasi indépendant de la géométrie utilisée. Ainsi le passage d'un détecteur de 10 lignes à un détecteur constitué de 14 lignes peut se faire sans réajustement des paramètres contrairement à l'ancienne méthode. En effet, les performances de l'estimateur d'énergie, sur les événements bien reconstruits, se révèlent toujours bonnes comme représenté dans la Figure D-30.

L'application de cette méthode à la reconstruction des spectres est illustrée Figure D-31. Seuls les événements sélectionnés comme bien reconstruits sont utilisés. Les figures de gauche représentent le spectre différentiel en fonction de l'énergie du muon et les figures de droite correspondent à l'évolution du spectre intégré, en fonction de l'énergie de seuil. Les figures du haut sont obtenues en utilisant le modèle prédisant un flux de neutrinos atmosphériques de Bartol [57], les figures du bas sont obtenues en utilisant le flux diffus de neutrinos calculé par Waxman et Bahcall [74]. La différence de qualité de reconstruction du spectre dépend fortement de l'indice spectral. Ainsi, le spectre des neutrinos atmosphériques est plus difficile à reconstruire que celui des flux diffus. Ceci est dû au fait qu'un événement de basse énergie reconstruit à plus haute énergie induit un flux, et donc une erreur, d'autant plus significative que l'indice spectral est grand.

³⁵ RMS : Root Mean Square

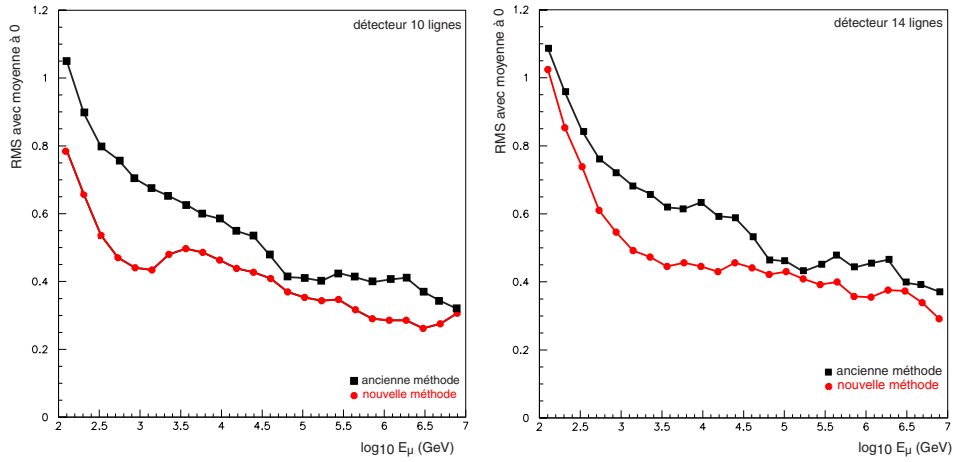


Figure D-30 : comparaison entre les deux estimateurs d'énergie pour l'évolution de la RMS des résidus en fixant la valeur moyenne à 0 (carrés noirs : ancienne méthode, ronds : nouvelle méthode). La figure de gauche montre les performances, pour des valeurs de paramètres identiques, avec le détecteur 10 lignes, celle de droite avec le détecteur 14 lignes.

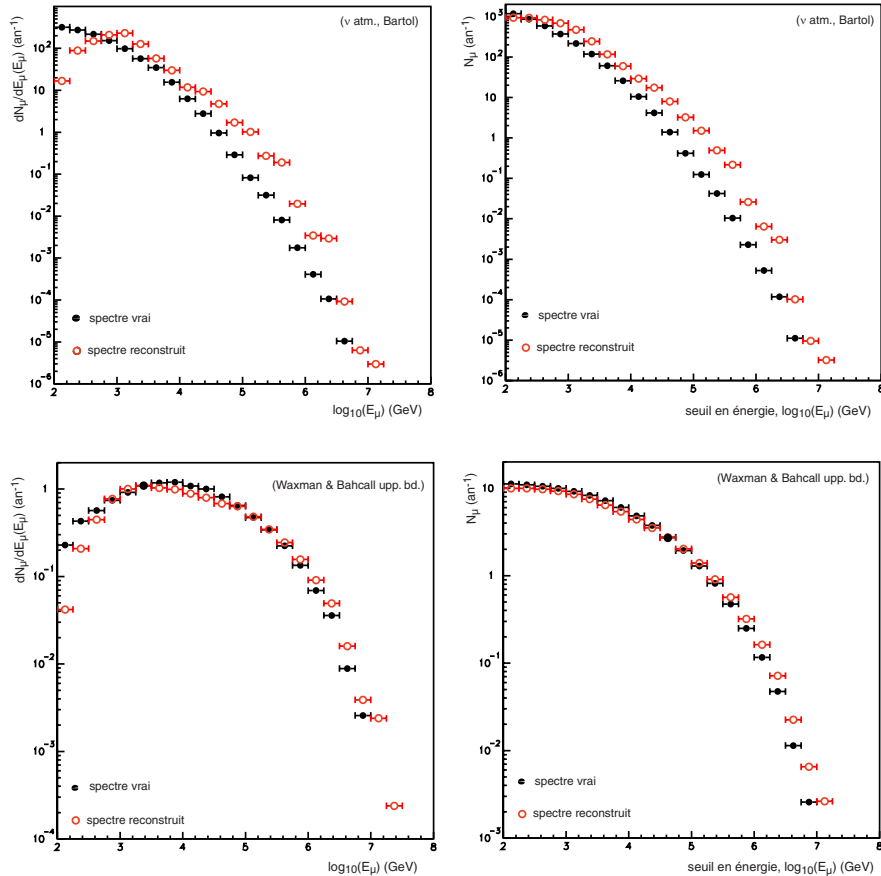


Figure D-31 : reconstruction des spectres en énergie obtenus avec le nouvel estimateur d'énergie. En haut (en bas), les spectres différentiels à gauche et intégrés à droite représentant le taux d'événements pour les neutrinos atmosphériques (un modèle de flux diffus, la limite de Waxman et Bahcall [74]) dans le détecteur ANTARES.

Les programmes de génération, de propagation, de sélection et de reconstruction forment un tout homogène. Ils permettent de simuler aussi bien les bruits de fond que le signal et de développer des algorithmes de plus en plus performants. Ainsi, la stratégie de reconstruction retenue utilise une méthode de maximum de vraisemblance et prend en compte aussi bien la diffusion de la lumière que le bruit de fond du potassium ^{40}K .

De même, les algorithmes permettant l'estimation de l'énergie du muon se perfectionnent. Celui que j'ai développé et retenu pour la suite de la discussion attend des résolutions en énergie de l'ordre d'un facteur 2 sur l'énergie du muon. Il est basé sur une estimation de la perte d'énergie linéaire du muon et ses performances permettent une bonne reconstruction des spectres liés aussi bien aux neutrinos atmosphériques qu'aux neutrinos cosmiques. Il est temps maintenant d'expliquer et de montrer comment sont construits les modèles prédisant un flux diffus de neutrinos de haute énergie.

E. LES FLUX DIFFUS DE NEUTRINOS

Dans le chapitre B, les observations des rayons cosmiques nous conduisaient à nous poser des questions sur leur origine : comment accélérer des particules jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{11} GeV et dans quelles sources astrophysiques peuvent avoir lieu ces phénomènes d'accélération ?

Le fait que les neutrinos soient produits par l'interaction des protons accélérés dans les sources astrophysiques a également été évoqué. Ces neutrinos, de par leur faible interaction avec la matière s'échappent de la source alors que la plupart des protons y sont confinés.

Ce flux de neutrinos est appelé flux diffus lorsqu'il résulte d'un ensemble d'émission de neutrinos provenant de sources non résolues. Le faible nombre d'événements attendu après coupures, de l'ordre d'une dizaine par an, rendra l'identification de sources ponctuelles difficile : les premiers neutrinos extragalactiques détectés vont plutôt se répartir sur la carte du ciel sans laisser entrevoir une accumulation franche d'événements en un point particulier. D'ailleurs, le télescope à neutrinos AMANDA (voir C.4.1.2) n'a jusqu'alors pas détecté de sources ponctuelles ni d'excès d'événements à haute énergie. Néanmoins ce détecteur est localisé au Pôle-Sud et n'est pas sensible au centre galactique, région où des sources de haute énergie susceptibles d'accélérer des particules ont été détectées. De plus, la résolution angulaire et la surface effective d'ANTARES sont meilleures.

La construction des modèles de flux diffus comporte les étapes suivantes :

- le choix du mécanisme d'accélération (E.2) ;
- l'hypothèse de production des neutrinos (E.3) ;
- l'établissement d'un lien entre l'émission de photons γ , de neutrinos et de protons cosmiques par les sources. Les protons cosmiques étant généralement supposés comme produits par les neutrons s'échappant de la source (E.4). En effet, à haute énergie, le spectre des rayons cosmiques observé sur Terre est supposé comme étant principalement composé de protons qui pourraient être ces protons cosmiques. La normalisation du modèle de flux diffus peut ainsi s'effectuer sur les flux diffus de rayons X, de rayons γ ou de rayons cosmiques (E.4.3).

Dans ce chapitre, après avoir développé les étapes entrant dans la construction d'un modèle, j'expliquerais et comparerais les deux limites sur le flux diffus de neutrinos les plus utilisées (E.5), avant de passer à une description plus générale des différents modèles prédisant un flux diffus de neutrinos (E.6).

E.1 Les observations d'AGASA

Jusqu'ici, il était entendu que la carte du ciel en rayons cosmiques ne montrait aucune anisotropie. Pourtant, en 1998 la collaboration AGASA, a qui l'on doit déjà l'observation d'événements « trans-GZK » (voir le paragraphe B.2), a montré un premier indice d'accumulation d'événements en des régions particulières de l'univers avec des énergies supérieures à $4 \cdot 10^{10}$ GeV [75].

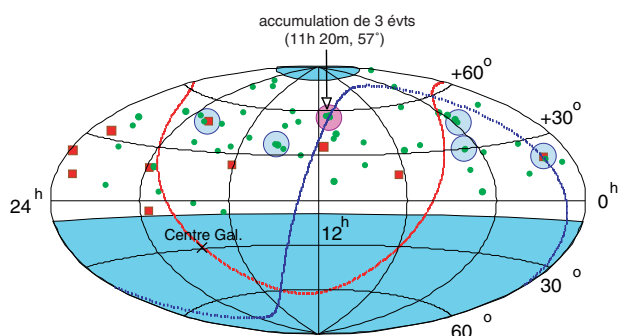


Figure E-1 : carte du ciel montrant la répartition des événements d'énergie supérieure à 4.10^{10} GeV en coordonnées galactiques. Les carrés représentent les événements d'énergie supérieure à 10^{11} GeV ; les autres sont représentés par des cercles. Les accumulations de rayons cosmiques dans des zones de $2,5^\circ$ sont illustrées par les zones cercleées. Les zones ombrées sont les régions du ciel non observables [75].

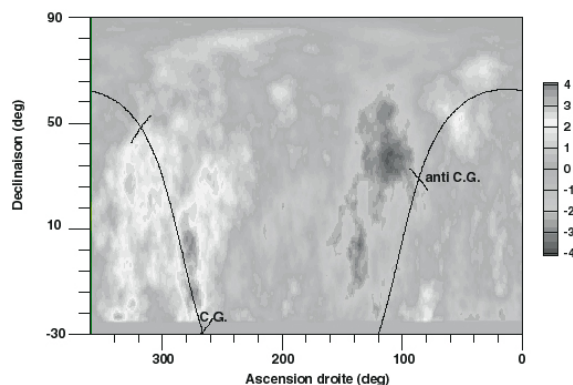


Figure E-2 : carte du ciel en coordonnées équatoriales montrant l'excès ou le déficit d'événements en terme de nombre de déviation standard σ par rapport à ce qui était attendu. Un excès en provenance du centre galactique (C.G.) et du Cygne est visible. Un déficit en provenance de l'anti centre galactique (anti C.G.) est également apparent [76].

Trois événements ont été détectés dans une zone de $2,5^\circ$, pour un bruit de fond attendu de 0,06. Ces événements sont indiqués par une flèche sur la carte du ciel de la Figure E-1. La probabilité pour observer un tel triplet sous l'hypothèse d'une distribution uniforme de source est de l'ordre de 0,9% [75].

Une anisotropie de la direction d'arrivée des rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^9 GeV a également été publiée en 1999 (Figure E-2). Elle s'interprète comme un excès d'événements en provenance du centre galactique et de la région du Cygne avec un niveau de confiance de l'ordre de 99 à 99,999% [76].

Il faudra attendre les conclusions d'autres expériences, par exemple ceux de HiRes [77], pour confirmer ces résultats. Ces deux indications pourraient être une première indication que les rayons cosmiques de hautes énergies sont produits dans des sources astrophysiques.

Les observations en photons gamma sont compatibles avec le mécanisme d'accélération électromagnétique, n'impliquant pas l'accélération de protons, ou le mécanisme d'accélération hadronique, impliquant l'accélération de protons. Des observations comme celles d'AGASA permettraient de trancher.

E.2 L'accélération de particules

Le modèle d'accélération le plus utilisé est le mécanisme de Fermi, du premier ou du deuxième ordre.

Il permet de retrouver l'indice spectral du spectre des rayons cosmiques comme observés sur Terre (B.1.2) et repose sur la diffusion de particules chargées sur des lignes de champ magnétiques. Il s'applique à tous les types de particules chargées.

En effet, dans les plasmas astrophysiques les lignes de champ magnétiques se déplacent avec les éléments du fluide ; elles sont « gelées » dans le fluide et lui confèrent une rigidité. Elles peuvent vibrer transversalement comme des cordes : ces ondes sont appelées « ondes d'Alfvén » [20].

La présence de particules de haute énergie dans le milieu génère des ondes d'Alfvén, créant des perturbations magnétiques se superposant au champ initial. Ces irrégularités jouent le rôle de centre diffuseur pour ces même particules.

E.2.1 Le mécanisme de Fermi

Le mécanisme de Fermi est détaillé dans [78], ici seul les passages clés seront mentionnés. Ce mécanisme repose sur la diffusion des particules chargées sur des lignes de champ turbulentes en mouvement avec le plasma relativiste. Lors de chaque cycle d'accélération la particule gagne une fraction ξ d'énergie. Après n chocs l'énergie de la particule est reliée à son énergie initiale par :

$$(44) \quad E = (1 + \xi)^n E_0$$

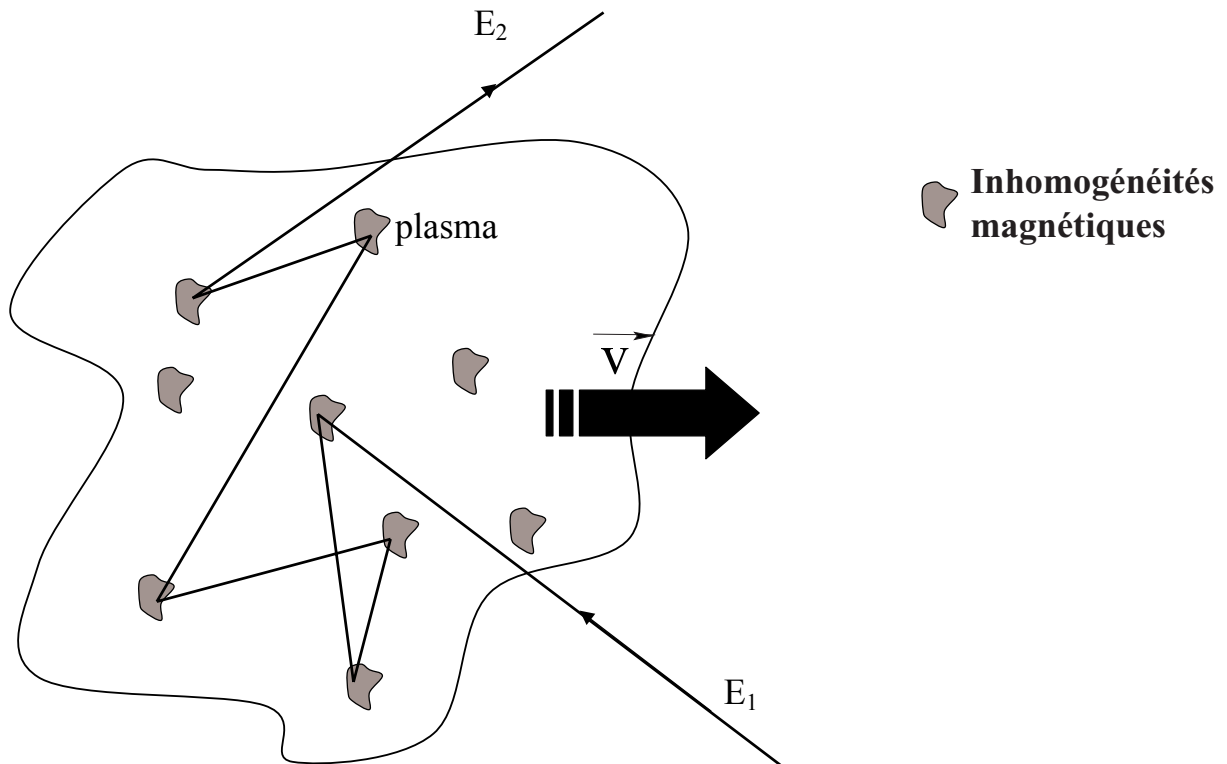


Figure E-3 : mécanisme de Fermi du second ordre, diffusion des particules sur des inhomogénéités magnétiques d'un plasma en mouvement à la vitesse v [78].

Si v est la vitesse du plasma comme représenté sur la Figure E-3, le gain d'énergie moyen par choc est relié à la vitesse de manière quadratique :

$$(45) \quad \xi \approx \frac{4}{3} \left(\frac{v}{c} \right)^2$$

Ce mécanisme est appelé mécanisme de Fermi du second ordre à cause de l'exposant du terme v/c . Il est très efficace lorsque v/c est proche de 1, c'est à dire pour des plasmas relativistes.

Les modèles de sources astrophysiques admettent plus généralement une accélération des particules par des chocs créés lors de la rencontre de couches de matière se propageant à des vitesses v_i différentes. Dans ce contexte, le gain en énergie moyen devient proportionnel à v_c , la vitesse de propagation de l'onde de choc qui n'est rien d'autre que $v_2 - v_1$ (v_1 vitesse de la première couche de matière, v_2 vitesse de la deuxième couche, $v_2 > v_1$) :

$$(46) \quad \xi = \frac{4}{3} \frac{v_c}{c}$$

Ce mécanisme, schématisé sur la Figure E-4, est appelé mécanisme de Fermi du premier ordre (exposant du terme v_c/c).

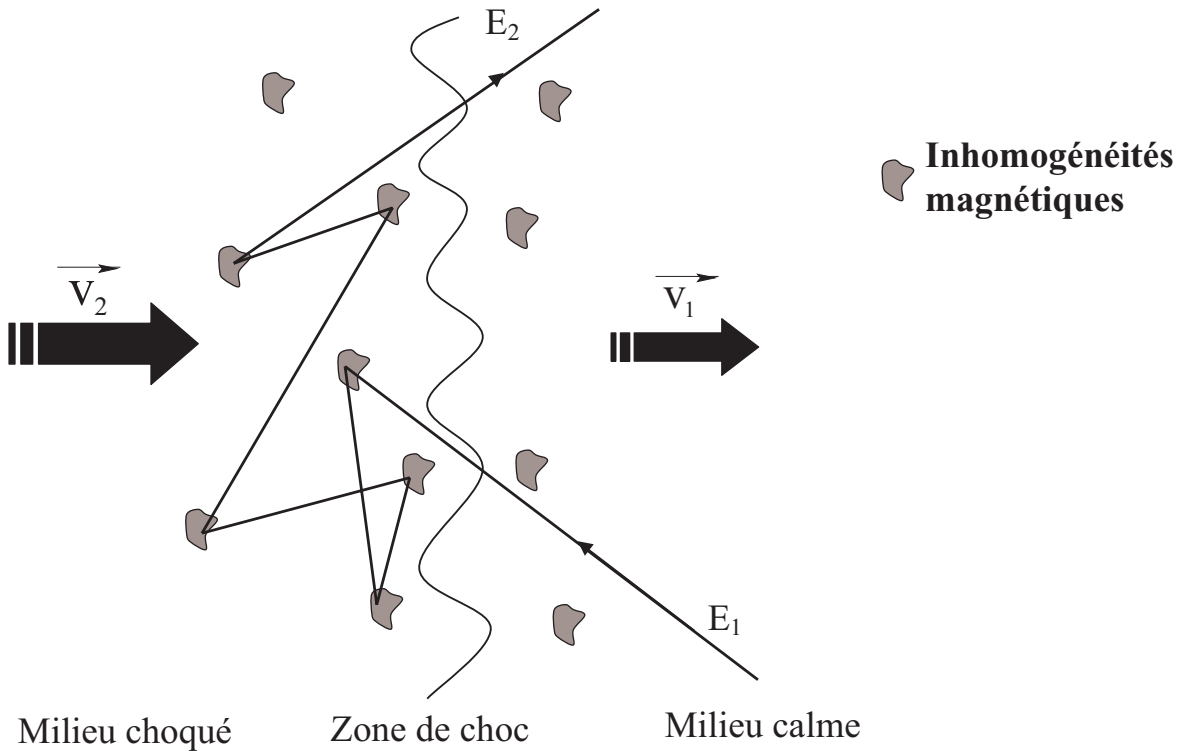


Figure E-4 : Mécanisme de Fermi du premier ordre. L'accélération a lieu lors des multiples traversées de l'onde de choc par la particule [78].

Il est possible de montrer que l'indice spectral α_{int} du flux intégré, $\Phi(E)$, sortant de particules est le rapport entre la probabilité qu'a la particule de s'échapper lors de chaque choc ($P_{\text{echap.}}$) et ξ [78] :

$$(47) \quad \alpha_{\text{int}} = \frac{P_{\text{echap.}}}{\xi}$$

Or, la probabilité $P_{\text{echap.}}$ est elle-même le rapport entre le flux de particules qui ne pourront plus passer à travers la zone de choc (c'est à dire le flux de matière qui est traversé par l'onde de choc), Φ_- , et le flux total de particules qui traverse l'onde de choc Φ_+ .

Si ρ est la densité de particules présentes dans la zone d'accélération, le flux de particules qui est traversé par l'onde de choc est donné par $\rho \cdot v_2$ et $P_{\text{échapp}}$ peut s'écrire:

$$(48) \quad P_{\text{echap.}} = \frac{\Phi_-}{\Phi_+} = \frac{\rho v_2}{\Phi_+}$$

Le flux Φ_+ est défini à partir de la projection du flux incident isotrope, $\Phi_i = \rho \cdot c$, sur le front de l'onde de choc (θ représente l'angle entre la direction du flux et le front de l'onde de choc) :

$$(49) \quad \Phi_+ = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega \Phi_i \cos\theta = \frac{\rho c}{4}$$

où $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$.

Ainsi, l'indice spectral intégré α_{int} s'écrit comme :

$$(50) \quad \alpha_{\text{int}} = \frac{P_{\text{echap.}}}{\xi} = \frac{\frac{\rho v_2}{4}}{\frac{4}{3} \frac{v_1 - v_2}{c}} = \frac{3}{\frac{v_1}{v_2} - 1}$$

Le nombre de Mach M est v_1 / v_s , avec v_s la vitesse du son dans la zone calme. La relation entre v_1 / v_2 et M s'obtient en invoquant la conservation de l'énergie et la conservation de la matière :

$$(51) \quad \frac{v_1}{v_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\left(\frac{C_p}{C_v} + 1\right) M^2}{\left(\frac{C_p}{C_v} - 1\right) M^2 + 2}$$

où C_p et C_v sont les capacités calorifiques dont le rapport C_p/C_v vaut 5/3 dans le cas des gaz monoatomiques.

Dans ce cas, α_{int} devient :

$$(52) \quad \alpha_{\text{int}} = \frac{3}{\frac{\left(\frac{C_p}{C_v} + 1\right) M^2}{\left(\frac{C_p}{C_v} - 1\right) M^2 + 2} - 1} \approx 1 + \frac{4}{M^2} \text{ pour } M \gg 1$$

Pour des chocs forts ($M \gg 1$), ce qui est le cas dans les objets astrophysiques, l'indice spectral intégré vaut 1. Ceci se traduit par un indice spectral différentiel de l'ordre de 2, valeur recherchée pour expliquer l'indice spectral des rayons cosmiques comme observé sur Terre (voir B.1.2).

$$(53) \quad \frac{d\Phi}{dE} \propto E^{-(\alpha_{\text{int}}+1)} = E^{-\alpha} \text{ avec } \alpha \approx 2$$

En général, les flux différentiels obtenus en utilisant le mécanisme de Fermi sont en loi de puissance. En particulier, si l'énergie injectée pour l'accélération est constante par décade d'énergie l'indice spectral α vaut 2 (voir formule (53)). L'efficacité d'accélération, c'est à dire la fraction d'énergie potentiellement convertie en accélération, du mécanisme de Fermi du second ordre est estimé à 10%.

Ce mécanisme peut s'appliquer à tous les types de particules chargées et la valeur de 2 pour l'indice spectral est communément utilisée dans les modèles théoriques de production des rayons cosmiques.

E.2.2 Les deux modèles d'accélération : électromagnétique et hadronique

Les théories prédisent la production, ou non, de neutrinos en fonction du type des particules accélérées. Les modèles impliquant les protons semblent plus adaptés pour expliquer les émissions de photons au TeV, alors que la variabilité rapide des sources s'explique plus aisément en invoquant l'accélération d'électrons.

E.2.2.1 Modèles électromagnétiques

Dans cette famille de modèles, les particules accélérées sont les électrons et aucun neutrino ne peut être produit. Les électrons émettent du rayonnement synchrotron lors de leur passage dans les forts champs magnétiques régnant autour de la source. Ces mêmes électrons peuvent alors interagir avec les photons du rayonnement synchrotron par diffusion Compton inverse pour donner des photons de plus haute énergie :

$$e^\pm + \gamma_{\text{basse énergie}} \longrightarrow e^\pm + \gamma_{\text{TeV}}$$

Cette émission synchrotron est une caractéristique des sources susceptibles d'accélérer des particules jusqu'aux énergies extrêmes.

Ces modèles permettent d'expliquer les observations actuelles des γ au TeV. L'énergie maximale accessible par les électrons est limitée par la perte d'énergie liée à l'émission synchrotron. Elle est atteinte lorsque la perte d'énergie compense celle gagnée dans les chocs.

La perte d'énergie par effet synchrotron d'une particule par unité de temps est donnée par :

$$(54) \quad -\frac{dE}{dt}\bigg|_{\text{synch.}} = \frac{2}{3} \beta^4 \left(\frac{Z e}{m_0} \right)^4 E^2 B^2$$

où m_0 représente la masse de la particule au repos, Z son nombre de charges élémentaires, e la charge électrique de l'électron, β son facteur de Lorentz, E le champ électrique et B le champ magnétique.

Ainsi, l'énergie maximale E_e^{max} est estimée comme suit [78] :

$$(55) \quad E_e^{\text{max}} = 2,3 \cdot 10^4 \frac{v_1}{c} \left(\frac{B}{1 \text{ G}} \right)^{-\frac{1}{2}} \text{ GeV}$$

avec v_1 la vitesse d'éjection de la matière à l'avant de l'onde de choc.

Ceci donne pour des valeurs de paramètres typiques d'une supernova ($B \sim 10 \mu\text{G}$ et $v_1 \sim 10^8 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$) une énergie maximale de $2,2 \cdot 10^5 \text{ GeV}$.

E.2.2.2 Modèles hadroniques

Les seuls mécanismes susceptibles de produire des neutrinos de haute énergie sont des mécanismes hadroniques. L'énergie maximale que peuvent atteindre les protons est potentiellement plus importante que celle des électrons.

En effet, la perte d'énergie des protons par effet synchrotron est diminuée par un facteur $(m_e/m_p)^4$ par rapport à celui des électrons et devient négligeable. Leur énergie maximale est fixée, en première approximation, par la valeur du champ magnétique B et la taille de la zone d'accélération R :

$$(56) \quad E_p^{\text{max}} = 10^{12} \frac{R}{1 \text{ pc}} \frac{B}{1 \text{ G}} \text{ GeV}$$

Ceci peut se traduire en utilisant, plutôt que le rayon R , le temps de séjour dans la zone d'accélération $t_{\text{séjour}}$. Ce temps, en première approximation, est directement relié à la taille de la source, $t_{\text{séjour}} \sim R/c$:

$$(57) \quad E_p^{\text{max}} = 1,5 \cdot 10^3 \varepsilon \left(\frac{t_{\text{séjour}}}{1 \text{ s}} \right) \left(\frac{B}{1 \text{ G}} \right) \text{ GeV}$$

où ε représente l'efficacité du mécanisme d'accélération.

Les temps de séjour des protons au sein des jets des AGN sont de l'ordre de 10^{11} s ($\sim 3000 \text{ ans}$) ce qui donne une énergie maximale de l'ordre de 10^8 GeV . Les électrons ont, pour leur part, des temps de séjour plus courts, de l'ordre de 10^8 s .

La production de neutrinos a lieu lors de l'interaction des protons accélérés. Un proton p de haute énergie interagit avec une autre particule de plus faible énergie (un nucléon A ou un photon γ) pour donner de nouvelles particules, principalement des pions. Les produits de désintégration des pions chargés fournissent les neutrinos (voir le paragraphe B.3).

E.2.2.3 Une première indication de mécanisme hadronique ?

Du fait de leur grande densité, les photons sont la cible préférentielle des protons. Le canal dominant qui offre la plus grande efficacité pour la production de neutrinos au sein des sources cosmiques devient $p\gamma \rightarrow \Delta \rightarrow n\pi$. Ce mécanisme est appelé la photoproduction de mésons.

Cette approximation utilisant la résonance delta (Δ) comme seule voie de production des neutrinos a été souvent utilisée dans le but de donner une première estimation des flux de neutrinos. Mais avant de s'intéresser aux modèles, il est intéressant de s'attarder sur des observations réalisées par le télescope CANGAROO en 2000.

En 2000 et 2001, CANGAROO a mesuré le flux de photons émis par le reste de la supernova RX J173.7-3946 aux alentours du TeV [79]. Cette source avait déjà été découverte par le satellite ROSAT, elle avait également été observée à l'aide du satellite ASCA. Ces deux satellites avaient mesuré son spectre dans le domaine des rayons X.

Les points issus de CANGAROO sur la Figure E-5 permettent de tester les différents modèles d'accélération.

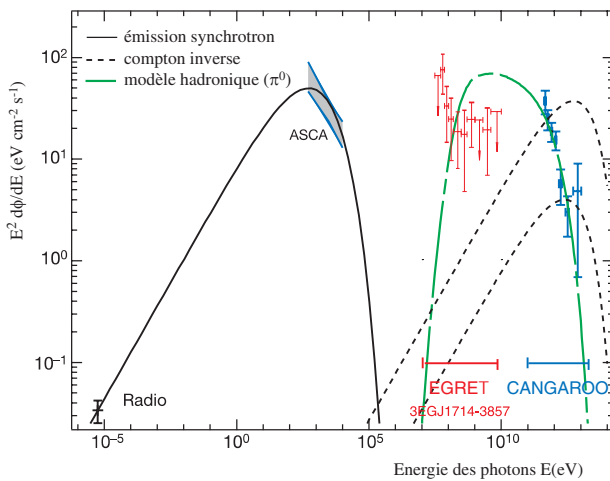


Figure E-5 : spectre mesuré par les satellites ASCA et EGRET et le détecteur au sol CANGAROO II. Ce spectre est comparé aux modèles théoriques. Seul le modèle hadronique utilisant la désintégration des pions neutres pour la production des γ explique les données de CANGAROO II. Les données mesurées par EGRET sur une position très voisine dans le ciel, à plus basse énergie, rend l'interprétation des données par le modèle hadronique beaucoup moins convaincante. Ceci constitue une première indication de mécanisme hadronique détecté dans le résidu de supernova RX J1317.7-3946 ([79] et [80]).

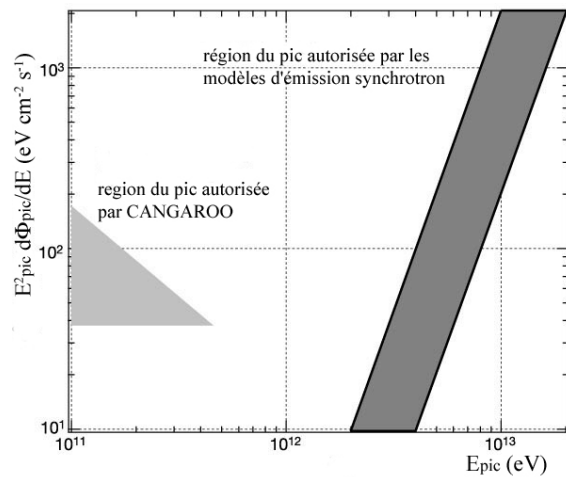


Figure E-6 : région de l'espace des paramètres (flux au niveau du pic / énergie du pic) autorisée par les différents modèles pour expliquer l'observation de CANGAROO II. Cette analyse n'utilise pas les mesures d'EGRET sur la source voisine. La région grise à gauche représente la région autorisée par les données à 1σ . L'aire grisée sur la droite représente la région à 1σ obtenue sous l'hypothèse d'un modèle électromagnétique utilisant l'effet Compton inverse pour produire les photons de haute énergie.

Seul un modèle hadronique où les photons de très haute énergie sont produits par la désintégration des π^0 semble en mesure d'expliquer les données. Ces résultats permettent d'exclure l'origine synchrotron des photons détectés au TeV à plusieurs déviations standard comme explicité sur la Figure E-6.

Néanmoins, ce résultat est sujet à discussion et est mis en doute dans un autre article [80]. En effet le satellite EGRET a observé une émission au GeV dans la même région (source 3EG J1714-3857 dans le catalogue d'EGRET). L'association des mesures d'EGRET, sur la Figure E-5, aux mesures sur RX J173.7-3946 rend l'interprétation des données par le modèle hadronique nettement moins convaincante et encore moins par le modèle électromagnétique.

Les observations d'AGASA sur les rayons cosmiques combinées avec celle de CANGAROO pourraient être une première indication qu'il existe bel et bien des sources astrophysiques où ont lieu des processus hadroniques. Ces mêmes sources pourraient être le lieu de production des rayons cosmiques de haute énergie et de neutrinos extragalactiques.

E.3 L'interaction des protons et la production des neutrinos

Les neutrinos cosmiques sont produits par la désintégration des particules créées lors de l'interaction d'un proton, tout comme pour les neutrinos atmosphériques.

E.3.1 Analogie avec le traitement de la production des neutrinos atmosphériques

Dans ce qui suit, le flux de neutrinos atmosphériques est estimé à partir du flux de rayons cosmiques arrivant sur Terre. Le raisonnement suivi pour prédire le flux de neutrinos produit au sein des sources astrophysiques est très proche. Il suffira de remplacer le flux de rayons cosmiques par le flux de protons et l'interaction sur des noyaux de l'atmosphère par l'interaction sur des photons pour retomber sur un modèle prédisant un flux de neutrinos émis par la source. Le flux diffus pourra alors être estimé en stipulant une certaine distribution des sources dans l'Univers. Dans les deux cas les neutrinos proviennent de la désintégration des particules secondaires.

De manière générale, le flux de neutrinos issus des désintégrations des particules secondaires peut s'exprimer à l'aide du flux initial des rayons cosmiques par [78] :

$$(58) \quad \frac{d\Phi_v}{dE_v} = \frac{I_{CR}(E_v)}{1 - Z_{NN}} \left[1,0 \frac{A_{\pi,v}}{1 + B_{\pi,v} \cos\theta \frac{E_v}{\epsilon_\pi^c}} + 0,635 \frac{A_{K,v}}{1 + B_{K,v} \cos\theta \frac{E_v}{\epsilon_K^c}} + \dots \right]$$

où :

- $I_{CR}(E_v)$ représente le flux de particules primaires, les rayons cosmiques ;
- θ l'angle d'incidence par rapport à la cible ;
- $A_{\pi,v}$, $A_{K,v}$, $B_{\pi,v}$ et $B_{K,v}$ des constantes sans dimensions caractéristiques de l'interaction hadronique et de la désintégration des mésons ;
- ϵ l'énergie critique, qui donne une estimation de l'énergie au-dessus de laquelle la probabilité d'interaction prend le dessus sur celle de désintégration (respectivement ϵ_π^c et ϵ_K^c pour les pions et les kaons) ;
- Z_{NN} représente la probabilité qu'un nucléon d'énergie E soit créé lors de l'interaction d'un nucléon d'énergie E_0 avec un noyau de l'atmosphère (spectre des impulsions pondérées).

Le premier terme représente la contribution au flux de neutrinos provenant de la désintégration des π . Le rapport de branchement du π vers le v est proche de 1. Le deuxième terme représente la contribu-

tion des kaons K dont le rapport d'embranchement est de 0,635. Les pointillés regroupent la contribution de toutes les autres familles de mésons [78].

Si l'énergie du neutrino E_ν est très inférieure à l'énergie critique ϵ , le flux de neutrinos va suivre le spectre des primaires. Si c'est l'inverse, l'indice spectral du spectre des neutrinos va être augmenté d'une unité. Ainsi, si le spectre des primaires I_{CR} suit une loi de puissance d'indice spectral γ , le spectre des neutrinos sera en première approximation :

$$(59) \quad \begin{cases} \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} \approx \frac{I_{CR}(E_\nu)}{1 - Z_{NN}} (A_{\pi,\nu} + A_{K,\nu} + \dots) \propto E_\nu^{-\gamma} & E_\nu \ll \epsilon_{\pi,K}^c \\ \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} \approx \frac{I_{CR}(E_\nu)}{1 - Z_{NN}} \left(\frac{A_{\pi,\nu}}{B_{\pi,\nu} \cos\theta \frac{E_\nu}{\epsilon_\pi}} + \frac{A_{K,\nu}}{B_{K,\nu} \cos\theta \frac{E_\nu}{\epsilon_K}} + \dots \right) \propto E_\nu^{-(\gamma+1)} & E_\nu \gg \epsilon_{\pi,K}^c \end{cases}$$

Même si dans ce calcul les rayons cosmiques interagissent avec des noyaux alors que dans les sources astrophysiques les protons interagissent avec des photons, le traitement des deux problèmes suit le même raisonnement.

E.3.2 L'interaction des protons

Dans l'environnement galactique, les cibles possibles pour l'interaction des protons sont limitées : des autres protons ou des photons. Les noyaux étant rapidement détruits lors des premières phases de l'accélération et les jets de matière émis par les sources, l'environnement se retrouve composé de protons, photons, e^- et e^+ .

La comparaison des sections efficaces des réactions proton-proton (pp) ou proton-photon (p γ) sur la Figure E-7 montre que la réaction pp est dominante. Mais la densité des photons n_γ , environ 10^{14} cm^{-3} , est très largement supérieure à celle des protons : cela suffit amplement à combler l'écart des sections efficaces. De ce fait la majorité des modèles n'utilisent que la voie p γ pour l'interaction des protons. Ce mécanisme est appelé la photoproduction. Néanmoins, il existe quelques modèles utilisant les réactions pp. Nous mentionerons en particulier dans la suite un modèle développé en 1992 par L. Nellen, K. Mannheim et L. Biermann noté NMB92 [81].

Les photons cibles proviennent de différentes origines comme par exemple l'émission synchrotron des électrons et positrons qui spiralent autour des lignes de champ magnétique, ou encore l'émission thermique du disque d'accrétion chauffé par le frottement des différentes couches de matière les unes sur les autres.

Dans tout ce qui suit, il est supposé qu'un proton de masse m_p et d'énergie $E_p = \gamma m_p$ interagit avec un photon d'énergie ϵ sous un angle θ . L'énergie dans le centre de masse s'exprime comme :

$$(60) \quad \sqrt{s} = \sqrt{m_p^2 + 2 E_p \epsilon (1 - \beta \cos\theta)}$$

avec $\beta = \sqrt{1 - \gamma^{-2}}$ la vitesse du proton exprimée en unité de c , la vitesse de la lumière.

L'énergie maximale disponible dans le centre de masse est obtenue pour une collision frontale du proton et du photon et vaut ($\beta \sim 1$):

$$(61) \quad \sqrt{s_{\max}} = \sqrt{m_p^2 + 2 \epsilon E_p (1 + \beta)} \approx \sqrt{m_p^2 + 4 \epsilon E_p} \approx \sqrt{m_p^2 + 4 m_p \epsilon'}$$

où ϵ' est l'énergie du photon dans le référentiel du nucléon.

L'interaction proton-photon met en jeu différents processus : l'excitation des états résonnants du nucléon, la réaction directe avec production d'un pion et la diffusion. Devant le grand nombre de canaux possibles, la plupart des modèles ne sélectionnent que les processus dominants.

E.3.3 La sélection des canaux dominants dans l'interaction proton - photon

La section efficace des processus impliquant la réaction $p\gamma$ est présentée sur la Figure E-7 et la Figure E-8.

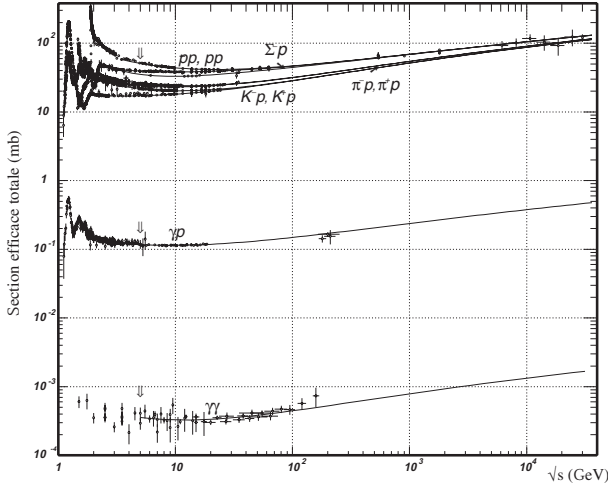


Figure E-7 : comparaison entre les sections efficaces totales des réactions pp , $p\gamma$ et $\gamma\gamma$ en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. La section efficace pp est supérieure de 2 ordres de grandeur à la section efficace $p\gamma$. Néanmoins c'est cette dernière qui domine dans les processus astrophysiques du fait de la grande densité des champs de photon [82].

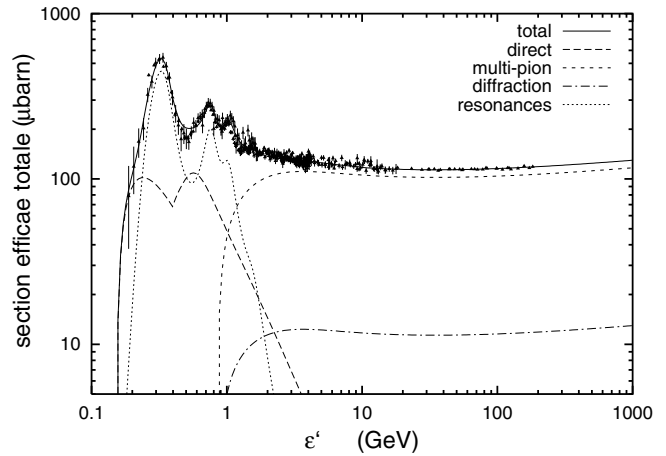


Figure E-8 : évolution de la section efficace des processus $p\gamma$ suivant les différents canaux en fonction de l'énergie du photon [82].

Un grand nombre de résonances y apparaissent comme des pics. A chacun d'entre eux est associé un état excité du nucléon. Ces résonances peuvent être caractérisées par leur isospin I et leur spin J . Les différents états excités du nucléon ne peuvent prendre que deux valeurs de l'isospin, $I = 1/2$ ou $I = 3/2$: les premiers sont appelés résonances N et les seconds les résonances Δ . Une résonance est ainsi décrite par la masse du baryon associé M , sa largeur Γ (lié au temps de vie de la particule $\tau = 1/\Gamma$) et son spin J , la plupart de ces informations se retrouvant dans la notation généralement utilisée : $N(M \text{ MeV})$ ou $\Delta(M \text{ MeV})$.

Le premier pic dans la section efficace des processus $p\gamma$ est ainsi appelé résonance $\Delta(1232)$; il représente le processus avec la plus grande section efficace à basse énergie associé à une quasiparticule de masse 1,232 GeV et de spin $J = 3/2$. Au-dessus de cette première résonance apparaissent d'autres pics, moins importants, liés à la production d'autres états résonnants Δ : $\Delta(1600)$, $\Delta(1620)$...

Les canaux directs $p\gamma \rightarrow \pi + \dots$ permettant la production de pions sans passer par la désintégration d'un Δ sont dominants près du seuil mais dans une région très restreinte (voir Figure E-8). Ce seuil pour la photoproduction de pions est d'ailleurs de :

$$(62) \quad \sqrt{s_{\text{seuil}}} = m_p + m_\pi \approx 1,08 \text{ GeV}$$

et l'énergie minimum du photon peut s'exprimer en combinant les relations (60) et (62) comme :

$$(63) \quad \epsilon_{\min} = \frac{m_{\pi} (m_{\pi} + 2 m_p)}{2 E_p (1 + \beta)} \approx \frac{m_{\pi} (m_{\pi} + 2 m_p)}{4 E_p}$$

où E_p est l'énergie du proton. Si le proton est au repos, $E_p = m_p$, alors $\epsilon_{\min} = \epsilon_{\min}' = 75 \text{ MeV}$.

L'énergie de seuil pour la production d'un Δ est un peu plus grande. Elle nécessite une énergie minimum du photon dans le référentiel du proton ϵ_{Δ}' de l'ordre de 170 MeV, c'est à dire environ 2 fois plus grand que pour la production directe de pions :

$$(64) \quad \epsilon_{\Delta}' \approx \frac{m_{\Delta}^2 - m_p^2}{4 m_p} \approx 170 \text{ MeV}$$

Un proton de 10^7 GeV devra interagir avec un photon d'environ 15 eV pour atteindre le seuil de production de la résonance Δ .

Dans la plupart des objets astrophysiques, la réaction $p\gamma$ va se produire près du seuil, région où la section efficace est dominée par la résonance Δ même si, comme il a déjà été mentionné la production directe de pion peut être favorisée dans une petite région. En effet, dans les AGN, le champ de photons UV, d'énergie typique 10 – 100 eV, produit des pions via la résonance Δ par interaction avec des protons d'au minimum 10^6 GeV .

De plus, comme illustré sur la Figure E-8 et la Figure E-9, la section efficace des processus $\gamma p \rightarrow \Delta\pi$ représente plus de 80% de la section efficace totale des processus $p\gamma$ pour des énergies de photons cibles inférieures à 1 GeV dans le référentiel du proton.

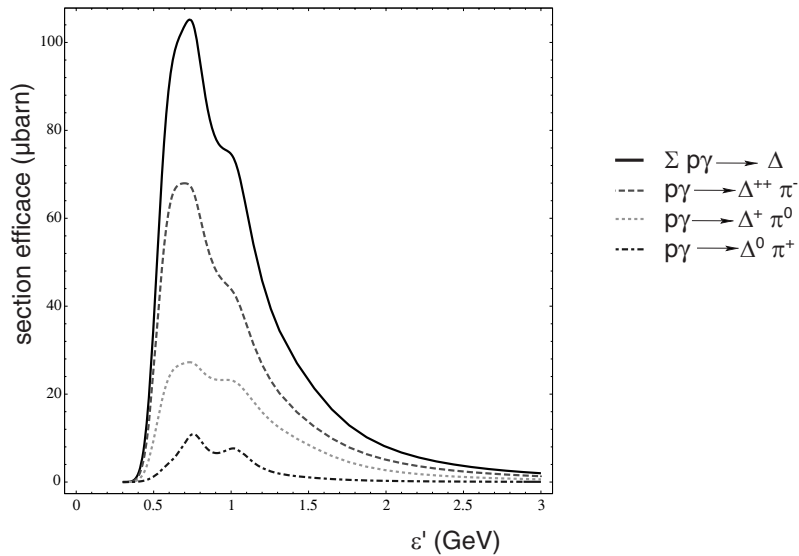


Figure E-9 : comparaison des sections efficaces des processus $p\gamma \rightarrow \Delta$ [82].

Ainsi la plupart des modèles ne prennent en compte que la production des neutrinos provenant de cette résonance. Ceci permet de réduire le nombre de canaux à étudier. Cette approximation s'appelle l'approximation de la résonance Δ .

Sous cette hypothèse, la section efficace de la réaction $p\gamma$ est réduite à :

$$(65) \quad \sigma_{\Delta}(\mu\text{barn}) = 500 \Theta[\sqrt{s} - m_{\Delta} + \Gamma_{\Delta}/2] \Theta[m_{\Delta} + \Gamma_{\Delta}/2 - \sqrt{s}]$$

où $m_{\Delta} = 1,232 \text{ GeV}$ est la masse de la résonance $\Delta(1232)$ et $\Gamma_{\Delta} = 0,115 \text{ GeV}$ la largeur de cette même résonance, Θ étant la fonction de Heavyside.

Cette approximation de la résonance Δ apparaît aujourd'hui un peu grossière, comme le fait remarquer J.P. Rachen dans [82] ; des calculs incluant un plus grand nombre de canaux paraissent maintenant accessibles nous y reviendrons dans la conclusion de ce paragraphe E.3.

Dans les modèles utilisant l'approximation de la résonance Δ , seuls les rapports de branchement des résonances $\Delta^+(1232)$ sont utilisés pour calculer la fraction de pions chargés π^+ par rapport à celle des pions neutres π^0 . De manière plus générale, la prise en compte de toutes les orientations d'isospin ($I_z = -3/2, -1/2, 3/2, 1/2$) de la résonance $\Delta(1232)$ conduit à 2 pions chargés pour 1 pion neutre³⁶.

En effet, les rapports de branchements des différentes orientations d'isospin de la résonance $\Delta(1232)$ pour les réactions $p\gamma \rightarrow \Delta\pi$ sont très proches. En première approximation ils sont produits de manière équiprobable [82]. La combinaison des différents rapports de branchement, donnés dans le Tableau E-1, avec les résultats précédents démontre que la désintégration du Δ via la réaction $\Delta \rightarrow N\pi$ se traduit par une production de pions dans le rapport $\pi^+ : \pi^- : \pi^0$ de 1 : 1 : 1.

	$p\pi^+$	$p\pi^0$	$p\pi^-$	$n\pi^+$	$n\pi^0$	$n\pi^-$
Δ^{++}	1					
Δ^+		2/3		1/3		
Δ^0			1/3		2/3	
Δ^-						1

Tableau E-1 : Rapports de branchement de la désintégration des différentes orientations d'isospin de la résonance $\Delta(1232)$ ($I_z = -3/2, -1/2, 1/2, 3/2$) [82].

L'hypothèse d'équipartition entre les pions chargés et les pions neutres, rencontrées dans certains modèles, apparaît donc comme incorrecte.

Ces résultats sur la répartition entre les pions neutres et les pions chargés sont très importants car ils déterminent le rapport entre le nombre de neutrinos et le nombre de photons produits au niveau de la source. Un rapport pions chargés/pions neutres de 2 pour 1, il y a production de 3 neutrinos pour 1 photon γ . Il y aura aussi 2 neutrinos muoniques pour 1 neutrino électronique.

En effet, les pions vont se désintégrer suivant les canaux :

$$(66) \quad \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$$

$$(67) \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu : \mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$$

$$(68) \quad \pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu : \mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$$

Le rapport $\nu_\mu : \bar{\nu}_\mu : [\nu_e / \bar{\nu}_e]$ vaut dans tous les cas 1 : 1 : 1 et le rapport $\nu_e : \bar{\nu}_e$ est fixé par le rapport $\pi^+ : \pi^-$.

E.3.4 Fraction d'énergie emportée par les neutrinos

Le calcul de la fraction d'énergie emportée par le neutrino se fait en trois étapes. La première consiste à estimer la fraction d'énergie f_π transférée du proton au pion.

Cette fraction f_π est mal connue, elle est comprise entre 0,2 et 1. Généralement les modèles se contentent de prendre $f_\pi = 0,2$. En effet, f_π peut varier fortement en fonction des processus de photoproduction de pions employés. Par exemple, lors de la production multiple de pions (production de plusieurs pions dans l'état final), f_π est estimé comme valant $0,4 \pm 0,25$ par J.P. Rachen [82].

³⁶ La valeur de la projection de l'isospin sur l'axe de quantification I_z est directement relié à la charge de la particule, ainsi les résonances Δ forment un quadruplet de charges ($\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$) [82].

L'étape suivante est de considérer la désintégration du pion et d'estimer l'énergie transférée au muon et au neutrino. Dans les objets astrophysiques, les énergies de photons cibles sont de l'ordre de 1 eV : les pions produits par la photoproduction de mésons sont donc quasiment au repos dans le référentiel du proton (formule (62)). La cinématique de la désintégration du pion en muon et neutrino, dans le référentiel du pion, nous permet d'écrire :

$$\begin{aligned}
 E_v^2 &= \left(m_\pi - E_\mu \right)^2 \\
 (69) \quad &= m_\pi^2 + m_\mu^2 + E_v^2 - 2 m_\pi E_\mu \\
 &= m_\pi^2 + m_\mu^2 + E_v^2 - 2 m_\pi (m_\pi - E_v)
 \end{aligned}$$

où la masse du neutrino a été négligée.

Ceci donne une valeur de l'énergie du neutrino :

$$(70) \quad E_v = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2 m_\pi}$$

Comme la masse du muon (105 MeV) représente environ les $\frac{3}{4}$ de la masse du pion (140 MeV), l'énergie emportée par le neutrino représente 25% de celle du pion.

Enfin, le muon produit va se désintégrer, produisant deux neutrinos dont il faut estimer l'énergie. Le muon provenant de la désintégration du pion est lui aussi produit quasiment au repos. Les produits de sa désintégration, un électron et deux neutrinos, sont tous trois de masse négligeable devant la sienne et en première approximation, l'énergie va se répartir de manière égale entre les trois particules. Les neutrinos emportent ainsi chacun $\frac{1}{3}$ de l'énergie du muon, soit 25% de l'énergie du pion : $\frac{1}{3} \times \frac{3}{4} = \frac{1}{4}$.

Ainsi chacun des trois neutrinos produits par la photoproduction de mésons, impliquant un pion dans l'état final, emporte en moyenne une fraction $f_v = f_\pi/4$ (soit 5%) de l'énergie du proton. Cette valeur est utilisée dans la quasi-totalité des modèles et permet d'estimer facilement l'énergie des neutrinos produits à partir de l'énergie des protons.

Il a été montré précédemment qu'il y avait production de 3 neutrinos pour 1 photon. Comme chaque neutrino emporte en moyenne 25% de l'énergie du pion alors que chaque γ provenant de la désintégration du π^0 en emporte 50%, le rapport de la fraction d'énergie emportée par les neutrinos muoniques sur la fraction d'énergie emmenée par les photons γ est de 1 : 2.

Il est important de noter que les γ produits par la désintégration du π^0 ont des énergies bien supérieures à 10^3 GeV : un proton de 10^9 GeV donnera naissance à des γ de 10^8 GeV ($E_\gamma = \frac{1}{2} f_\pi E_p = E_p / 10$). Ces γ ne vont pas s'échapper directement de la source mais vont initier des cascades électromagnétiques par le processus de création de paires dit de Bethe-Heitler. Les photons γ qui émergent ont des énergies de l'ordre de 10 MeV à quelques TeV.

Un programme de simulation par Monte Carlo dénomé SOPHIA³⁷ et développé par A. Mücke, R. Engel, J.P. Rachen, R.J. Protheroe et T. Stanev, permet de simuler l'ensemble des processus de photoproduction de mésons dans un environnement astrophysique [83]. Cet outil permet de valider les résultats obtenus à l'aide de l'approximation de la résonance Δ mais montre également les limites de cette approche [84]. Les quantités cinématiques telle la fraction d'énergie transmise du proton au neutrino sont en bon accord. Par contre, le rapport entre l'énergie totale emmenée par les neutrinos sur celle emmenée par les γ semble plus proche de $\frac{2}{3}$ que du $\frac{1}{2}$ déduit précédemment. L'utilisation de tels outils devrait permettre à l'avenir d'affiner les prédictions des modèles.

³⁷ SOPHIA : Simulations Of Photo Hadronic Interactions in Astrophysics

E.4 Liens entre les différents messagers dans le cadre d'un modèle hadronique

Moyennant les hypothèses précédemment citées, une estimation du flux de neutrinos peut être établie pour un type de source distribuée selon une loi donnée dans l'univers. Malheureusement et à cause des incertitudes sur un grand nombre de paramètres, les prédictions diffèrent par plusieurs ordres de grandeur. Ces prédictions sont d'ailleurs plus à interpréter comme des limites supérieures sur le flux de neutrinos que comme de réelles estimations.

Dans une source extragalactique où se produit une accélération de particules par mécanisme de Fermi, des mécanismes hadroniques peuvent avoir lieu. Il y a production de neutrinos et de rayonnement γ par la désintégration des pions chargés et neutres. L'existence de γ de haute énergie, typiquement à 10^3 GeV, résulte de la dégradation de l'énergie des γ produits par les π^0 dans des gerbes électromagnétiques.

Les protons cosmiques, qui constituent les rayons cosmiques de haute énergie observés sur Terre, pourraient résulter de la production de neutrons. En effet, les protons sont, par construction des modèles hadroniques, confinés dans la source pour permettre une accélération et une photoproduction de mésons efficace. Ces neutrons sont principalement produits lors de l'interaction des protons par la réaction $p\gamma \rightarrow n + \pi^+$. Ils ne sont pas déviés par les champs magnétiques et peuvent s'échapper de la source avant de se désintégrer, à condition que la densité de matière ne soit pas trop élevée, ou de manière équivalente si la profondeur optique $\tau_{n\gamma}$ est suffisamment petite [85]. Cette profondeur optique est dictée par les processus neutrons-photons ($n\gamma$) ; les neutrons sont perdus s'ils perdent beaucoup de leur énergie par diffusion ($n\gamma \rightarrow n\gamma$) ou s'ils sont convertis en protons par des réactions du type $n\gamma \rightarrow p\gamma + X$.

Les neutrons qui s'échappent vont se désintégrer, hors de la source, en protons et neutrinos (1 neutron de 10^{11} GeV parcourt 1 Mpc avant de se désintégrer). Les protons ainsi créés forment le flux de protons cosmiques émis par la source Φ_p^0 . Les sources de rayons cosmiques doivent avoir un $\tau_{n\gamma}$ suffisamment petit pour permettre aux neutrons de s'échapper : c'est le cas des AGN et des GRB.

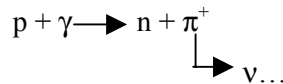
Un lien existe entre l'observation des rayons cosmiques, des photons γ et des neutrinos. Il peut être utilisé pour poser des limites sur le flux de neutrinos car il permet d'établir des relations simples entre les différents flux.

Les flux de γ et de neutrinos, produits par les pions, sont du même ordre de grandeur sur le lieu de production (voir E.3) :

$$(71) \quad \Phi_\gamma^0 \approx \Phi_\nu^0$$

où Φ_γ^0 représente le flux de γ d'origine hadronique au niveau de la source et Φ_ν^0 celui des neutrinos.

Comme expliqué précédemment, des neutrons sont également produits lors de l'interaction proton-photon. La production d'un neutron s'accompagne de celle d'au moins un méson pour garantir la conservation de la charge, il sera supposé ici que c'est un pion :



Il y a donc une relation entre le flux de neutrons et le flux de neutrinos :

$$(72) \quad \Phi_\nu^0(E_\nu) = c \cdot \Phi_n^0(E_n = f^{-1} E_\nu)$$

où f représente la fraction d'énergie émise en neutrinos par rapport à celle emportée en neutrons.

Au niveau de la source, la luminosité en neutrinos découle de la luminosité en neutrons en prenant en compte le facteur cinématique \mathcal{C} lié à l'interaction du proton, à la production de pions et à leurs désintégrations. Ce facteur cinématique \mathcal{C} est de l'ordre de 0,2 à 1 comme le montrent les simulations effectuées avec le code SOPHIA dans [83] et [84]. Ces relations sont valables au niveau de la source, mais les observations sur Terre vont être différentes.

La luminosité observée d'un objet astrophysique est liée à la luminosité au point d'émission multipliée par un facteur d'opacité \mathcal{O} qui réduit la quantité d'énergie éjectée par la source en neutrons et photons. Les neutrinos, du fait de leur faible interaction, s'échappent dans tous les cas. Il faut également prendre en compte les différences liées à la propagation \mathcal{P} des différentes populations : protons cosmiques issus de la désintégration des neutrons, neutrinos et γ . En effet, les protons cosmiques et les photons sont affectés par l'effet GZK. La propagation des protons cosmiques est également affectée par les champs magnétiques qu'ils vont rencontrer.

Les relations déduites par ces simples hypothèses, au niveau de la Terre, deviennent [86] :

$$(73) \quad \Phi_v(\text{bolométrique}) < \mathcal{P} \cdot \mathcal{O}_\gamma \cdot \Phi_\gamma(\text{MeV} - \text{GeV}) \approx \Phi_\gamma^{\text{Terre}}$$

$$(74) \quad \begin{aligned} \Phi_v(E_v) &\leq \mathcal{P} \cdot \mathcal{O}_n \cdot \mathcal{C} \cdot \Phi_p^0(E_p = f_v^{-1} E_v) \\ \text{ou } \Phi_v(E_v) &\leq \Phi_{\text{RC}}^{\text{Terre}}(E_{\text{RC}} \geq 10^9 \text{ GeV}) \end{aligned}$$

Le terme bolométrique signifie que le flux Φ_v est intégré sur toutes les énergies alors que le flux Φ_γ est considéré dans la gamme allant du MeV à la centaine de GeV. Cette restriction en énergie est justifiée par le fait que les photons non-thermiques, créés par la désintégration des pions neutres, ne s'échappent pas directement de leur lieu de production mais initient des cascades électromagnétiques, étant alors émis à des énergies de l'ordre du MeV au GeV. De plus, les photons d'énergie inférieure à 100 GeV sont peu sensibles à l'effet GZK et pourront ainsi nous parvenir.

Le facteur f_v est déterminé par la cinématique. Comme montré dans la partie E.3.4, en moyenne 20% de l'énergie du proton va au pion et 25% de l'énergie du pion est transférée au neutrino. Globalement le neutrino reçoit une fraction f_v comprise entre 1% et 5% de l'énergie du proton, $E_v = f_v E_p \sim 0.05 E_p$. Le terme \mathcal{C} est bien maîtrisé et il a l'avantage d'être indépendant de toute hypothèse astrophysique.

Les dernières relations pourraient laisser croire que les prédictions sur les flux de neutrinos sont robustes. Hélas, même si effectivement le flux de rayons cosmiques et de photons est bien mesuré ce n'est pas le cas de tous les paramètres. Le terme \mathcal{P} , prenant en compte la propagation, est mal défini. Il en va de même pour l'opacité des sources aux photons et aux neutrons.

Ces relations conduisent à réfléchir sur de nouveaux points :

- la propagation des rayons cosmiques ;
- l'intégration des flux émis par chaque source pour remonter au flux diffus ;
- la normalisation des flux de neutrinos sur les observations en X, en γ ou en RC de haute énergie.

E.4.1 Propagation des rayons cosmiques

Une étape importante, et parfois traitée superficiellement, est la propagation des rayons cosmiques de la source jusqu'à la Terre. Les prédictions sur cette étape sont entachées de grandes incertitudes. Les rayons cosmiques, au cours de leur voyage, sont déviés par les champs magnétiques intergalactiques, perdent de l'énergie, interagissent sur les différents fonds cosmologiques ...

Toute la partie faisant intervenir la physique des particules est bien maîtrisée, par contre la méconnaissance des champs magnétiques régnant dans l'univers est responsable de la grande incertitude régnant sur la propagation des rayons cosmiques.

E.4.2 La distribution des sources dans l'univers

A partir d'une estimation du flux de neutrinos émis par une source donnée, il est possible de construire le flux diffus associé à l'ensemble des sources de même type, par une intégration sur leur distribution. Deux choix de répartition des sources dans l'Univers sont communément utilisés :

1. une distribution uniforme des sources qui dépend implicitement de la géométrie de l'Univers (i.e. un taux de formation constant en fonction de z pour un univers plat);
2. une distribution identique à celle du taux de formation des étoiles, ou SFR³⁸, représentée sur la Figure E-10 (souvent appelée génériquement distribution cosmologique) [87].

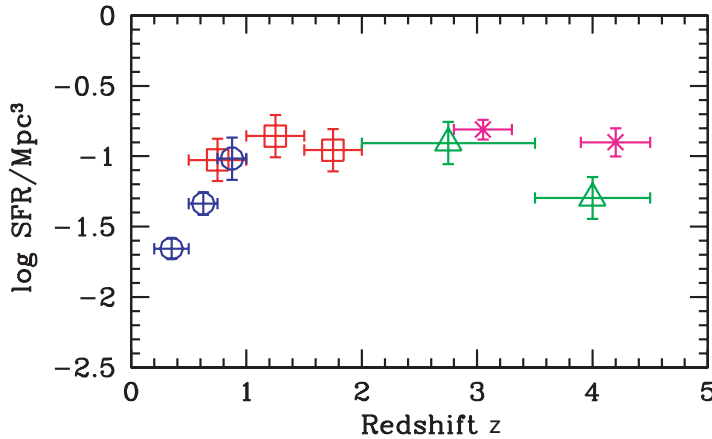


Figure E-10 : distribution du taux de formation des étoiles en fonction du redshift z . Cette fonction, partant de $z=0$ et se stabilisant à $z\sim 2$, est généralement utilisée pour estimer la distribution des AGN ou GRB dans l'univers [87].

En effet, il est logique de penser que le taux de formation des galaxies suit le taux de formation des étoiles, en particulier si les sources considérées sont des AGN. Cette distribution en redshift du taux de formation des étoiles a la particularité d'augmenter de $z=0$ jusqu'à $z\sim 2$ et semble ensuite se stabiliser.

Il est également possible d'utiliser l'évolution avec z de la fonction densité de luminosité des quasars (ou QSO³⁹).

E.4.3 La question de la normalisation

Avant de pouvoir remonter au flux de neutrinos il est nécessaire de définir une méthode de normalisation. Ce point est le plus compliqué à traiter et c'est aussi celui qui induit les plus grandes différences dans les prédictions.

Deux choix de normalisation sont utilisés. Le premier utilise un modèle de source spécifique et se sert des observations du rayonnement diffus gamma ou X. Le second utilise les mesures du flux de rayons cosmiques au niveau de la Terre pour remonter au flux émis initialement par les sources.

E.4.3.1 Normalisation sur les flux de photons observés

Le flux de neutrinos en provenance d'une source particulière peut être estimé à partir des données recueillies en γ de haute énergie. En effet, dans le cadre de l'approximation de la résonance Δ , le lien entre les énergies produites en γ et en ν est clairement établi (voir E.3.4). De même le paragraphe E.4 a montré comment les observations faites avec des photons ou des rayons cosmiques contraignent le flux de neutrinos.

Une manière de prédire un flux diffus de neutrinos est d'utiliser une source particulière. Par exemple Markarian 501 (Mkn 501), un des blazars observés au TeV, peut être considéré comme une source

³⁸ SFR : Star Formation Rate

³⁹ QSO : Quasi Stellar Objects

« standard ». La Figure E-11 représente le flux de γ émis par cet AGN comme il a été mesuré par HEGRA⁴⁰ [88].

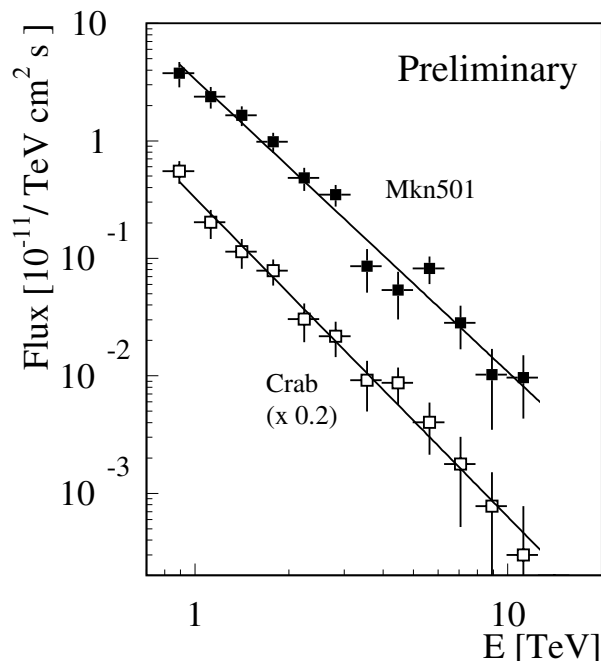


Figure E-11 : flux de γ au TeV mesuré sur les sources Markarian 501 et le Crabe par la collaboration HEGRA [88].

Le flux de photons mesuré vaut $(2,25 \pm 0,2) \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ au-dessus de 1 TeV [88] et permet une estimation simple et grossière du flux de neutrinos émis. Il suffit d'appliquer les résultats établis en E.3.4 qui stipulent, entre autre, que le rapport entre l'énergie émise en γ comparée à l'énergie émise en neutrino est de 2 : 1. Ainsi, une estimation du flux de neutrinos émis par Markarian 501 est de $1,125 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Il suffira alors d'estimer la répartition des blazars dans l'univers pour obtenir une estimation du flux diffus de neutrinos.

Une autre manière de normaliser le flux diffus de neutrinos est d'utiliser des mesures du flux diffus en X ou en γ . La Figure E-12 montre l'évolution de ce flux diffus de photons de 100 eV à 10^3 GeV telle que mesurée par différents satellites [89]. La normalisation des modèles dépend fortement du choix de l'énergie minimale retenue.

Ainsi entre une normalisation sur le flux diffus de γ au-dessus de 10 MeV et une normalisation au-dessus de 100 MeV, les résultats diffèrent déjà par 1 ordre de grandeur.

Par exemple, l'un des premiers modèles prédisant un flux de neutrinos extragalactiques produit par les AGN a été décrit par Stecker, Done, Salamon et Sommers en 1991 ([90] et [91]). Il est communément noté SDSS91 et utilise le flux de rayonnements X mesurés par ROSAT pour sa normalisation. Ce modèle suppose que 30% du flux diffus X est dû aux AGN. De la même manière, en 1995, Mannheim a publié un article où il utilise le flux de rayonnement X diffus pour normaliser le flux de neutrinos produits par les AGN classés comme « radio-quiet » et le flux de gamma diffus pour la normalisation du flux de neutrinos dû aux AGN classés « radio-loud » [92].

⁴⁰ HEGRA : High Energy Gamma Ray Astronomy

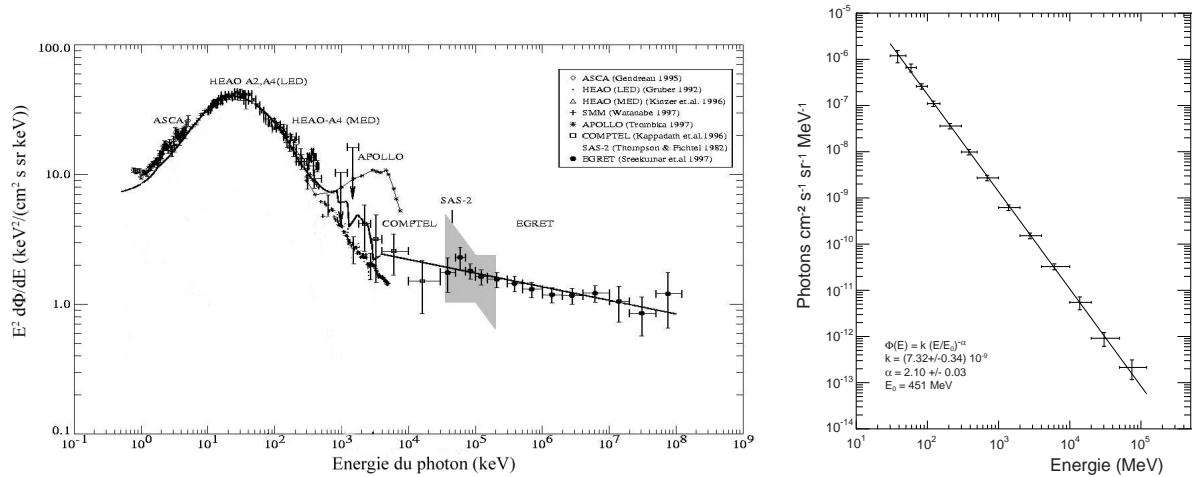


Figure E-12 : spectre en énergie des photons émis dans l'univers [89]. La figure de gauche montre le spectre en énergie des photons allant de 100 eV à 1 TeV comme mesuré par les différentes générations de satellites. Celle de droite montre la mesure du flux diffus en gamma réalisée par EGRET. L'ajustement entre 10 MeV et 100 GeV par une loi de puissance donne un indice spectral de 2,1.

E.4.3.2 Modèles se normalisant sur les flux de rayons cosmiques

Ce type de traitement utilisant les rayons cosmiques comme une contrainte sur les flux de neutrinos avait été peu étudié avant que Waxman et Bahcall ne s'en servent pour établir une limite sur le flux de neutrinos [74]. Avant cette publication, seul Mannheim [92] en avait fait une brève discussion pour les AGN dans un article de 1995.

Depuis lors de nombreux articles débattent de ce thème et de la meilleure approche à utiliser. Une fois le spectre de protons connu au sein de l'accélérateur, les interactions $p\gamma$ sont simulées par Monte Carlo avec un champ de photons en loi de puissance (voir Tableau E-2, page 114). La simulation fournit alors le spectre des neutrons, des photons et des neutrinos en fonction des paramètres décrivant le spectre des protons et des photons cibles [85].

Le spectre des rayons cosmiques est calculé à partir du spectre des neutrons émis puis ces rayons cosmiques sont propagés de la source à la Terre. C'est ce flux qui est normalisé sur les observations des rayons cosmiques de haute énergie.

La difficulté est alors de choisir sur quelle région du spectre des rayons cosmiques la normalisation doit se faire. En effet, il faut isoler la composante extragalactique. Pour cela seuls les événements au-delà de la cheville sont utilisés.

E.5 Deux limites supérieures sur le flux diffus de neutrinos

Waxman et Bahcall ont les premiers essayé de fixer une limite supérieure sur le flux diffus de neutrinos en utilisant uniquement les observations sur les rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Mannheim, Protheroe et Rachen ont approfondi ce travail en utilisant aussi bien les rayons cosmiques que les contraintes apportées par les mesures du flux diffus en γ pour contraindre leur modèle.

Dans le calcul de Waxman et Bahcall (WB98), la normalisation du flux de neutrinos est réalisée en utilisant les rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{10} GeV et en utilisant la relation (74). Le facteur cinématique f_π choisi est de l'ordre de 0,25 ce qui est tout à fait raisonnable. Les hypothèses utilisées peuvent être résumées en 4 points :

1. les neutrinos sont produits par l'interaction des protons sur le champ de photons et sur la matière ambiante ;
2. la source est transparente aux neutrons de haute énergie : ils peuvent s'en échapper librement et donneront naissance aux rayons cosmiques ;
3. les rayons cosmiques de très haute énergie, $E > 10^{10}$ GeV, ne sont pas affectés par les champs magnétiques ;
4. le spectre d'énergie des protons au niveau de la source est en E^{-2} , comme prédit par le mécanisme d'accélération de Fermi.

La limite sur le flux de neutrinos extragalactiques dépend également de la distribution des sources dans l'Univers. Le résultat à retenir est le suivant :

$$(75) \quad E_v^2 \frac{d\Phi_v}{dE_v} < 1,5 \cdot 10^{-8} \xi \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$$

où ξ prend en compte l'évolution de la distribution des sources avec le décalage vers le rouge. Pour une distribution des sources déterminée à partir de l'évolution de la fonction densité de luminosité des quasars (E.4.2), le facteur ξ est estimé comme valant 3 et la valeur de la limite devient $4,5 \cdot 10^{-8} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ([74] et [93]).

La limite de Mannheim, Protheroe et Rachen (MPR98) est dérivée à partir d'une opacité aux neutrons τ_{ny} variant de l'infini (totalement opaque) à 0 (les neutrons sont libres de s'échapper) définissant ainsi une zone comme le montre la Figure E-13. Il n'y a pas d'hypothèse faite sur l'indice spectral des protons au niveau de la source et les sources sont supposées être distribuées de manière cosmologique. Les flux sont alors normalisés :

- à partir du spectre des rayons cosmiques observé sur Terre ;
- en vérifiant que le bruit de fond dû au flux diffus de rayonnement γ obtenu dans le modèle n'excède pas celui observé.

Le résultat obtenu pour des sources opaques aux neutrons est :

$$(76) \quad E_v^2 \frac{d\Phi_v}{dE_v} < 2 \cdot 10^{-6} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$$

Une limite a également été déduite dans le cas où les sources sont transparentes aux neutrons. Elle est visible sur la Figure E-13.

Ces deux limites supérieures sur le flux diffus de neutrinos ne coïncident qu'aux alentours de 10^9 GeV, région utilisée par Waxman et Bahcall pour normaliser leur modèle. Ce désaccord est un sujet de polémique, chaque équipe défendant ses hypothèses et ses résultats.

Les différences entre les deux limites apparaissent au niveau du choix du spectre des protons au niveau de la source et sur la région choisie pour normaliser le flux de neutrinos.

Waxman et Bahcall ont supposé que le spectre d'injection des protons dans l'univers était en E^{-2} . Pourtant rien ne permet d'affirmer que :

- toutes les sources produisent des protons suivant une loi en E^{-2} par le mécanisme de Fermi. En effet, la valeur de 2 n'est qu'une hypothèse habituelle de l'indice spectral, le mécanisme de Fermi prédisant un large domaine de valeurs possibles.

- Les spectres en E^{-2} de chacune des sources conduisent forcément à un spectre total en E^{-2} compte tenu du fait que chacune des sources permet d'atteindre une énergie maximale différente.

En effet, il est possible d'imaginer que la somme des contributions donne un indice spectral localement différent de 2, compte tenu des différents seuils en énergie associés à chacune d'entre elles.

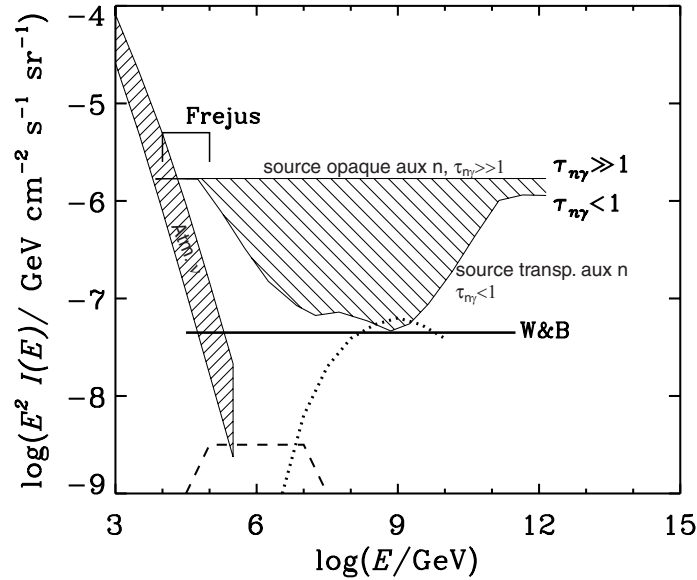


Figure E-13 : limites sur le flux de neutrinos données par Waxman et Bahcall (ligne horizontale) et Mannheim, Protheroe et Rachen MPR98 (zone centrale hachurée). Pour comparaison le flux de neutrinos atmosphériques est représenté par la zone hachurée de gauche. La variation de la limite MPR98 s'explique par la variation de l'opacité des sources aux neutrons. La valeur la plus haute de la limite est obtenue pour une source opaque aux neutrons [85].

Ce problème ne concerne pas le calcul de Mannheim, Protheroe et Rachen car ils ont choisi de spécifier uniquement le spectre des rayons cosmiques à sa valeur mesurée sur Terre et non celui des protons cosmiques au niveau de la source. Ce dernier est calculé à l'aide d'une simulation complète des phénomènes entrant en jeu, incluant en particulier les effets dus à la propagation des rayons cosmiques dans l'univers.

L'autre point de discussion concerne la normalisation. Waxman et Bahcall utilisent, pour la normalisation de leur limite, le flux de rayons cosmiques mesurés au-dessus d'environ 10^9 GeV et ne prennent jamais en compte les observations gamma. Pourtant, comme le montrent Mannheim, Protheroe et Rachen, la contrainte sur le flux de gamma diffus est la plus restrictive à basse énergie. Ainsi, leur limite est supérieure de 2 ordres de grandeurs à celle de Waxman et Bahcall pour des énergies inférieures à 10^6 GeV. Puis l'énergie augmentant, la contrainte apportée par les rayons cosmiques devient de plus en plus importante ; la limite MPR98, pour des sources transparentes aux neutrons, converge alors vers celle de WB98. Les 2 limites sont d'ailleurs en parfait accord aux alentours de 10^9 GeV, énergie à partir de laquelle Waxman et Bahcall ont utilisé le flux de rayons cosmiques.

En conclusion, la limite apportée par Waxman et Bahcall a ouvert la voie mais souffre d'un grand nombre de choix discutables et ne peut s'appliquer que dans des cas bien précis (spectre des protons en E^{-2} au niveau de la source ...).

Le travail fourni par Mannheim, Protheroe et Rachen s'inscrit dans un cadre plus général et peut s'appliquer à tous les types de sources : de celles complètement transparentes aux neutrons $\tau_{n\gamma} \ll 1$, jusqu'à celles totalement opaques aux neutrons $\tau_{n\gamma} \gg 1$.

Les modèles dits de cœur obscur, ou « hidden core » en anglais, impliquant des sources totalement opaques aux neutrons ne sont pas soumis aux contraintes liées à la mesure du flux des rayons cosmiques. Ces sources ont également la particularité d'être opaques aux γ de haute énergie. Ainsi, leur émission de neutrinos pourrait dépasser en flux les limites supérieures théoriques établies par Waxman et Bahcall. Ces modèles sont tout de même contraints par les mesures du flux diffus X et les flux prédits ne doivent pas dépasser la limite de Mannheim, Protheroe et Rachen définie pour $\tau_{n\gamma} \gg 1$ [85]. Ils sont difficiles à mettre en place car il faut interdire aux neutrons de s'échapper de l'accélérateur cosmique tout en permettant l'émission de photons gamma de basse énergie.

Une comparaison des limites théoriques précédentes avec les limites expérimentales établies jusqu'alors est donnée dans le Tableau E-3 de la page 115.

E.6 Comparatif entre les différentes prédictions

Toute la discussion effectuée jusqu'ici a permis de montrer comment les modèles de flux diffus de neutrinos étaient construits, quels étaient les différents choix de normalisation et quelles étaient les deux limites les plus utilisées. Néanmoins, il existe un grand nombre de modèles et le paragraphe suivant se propose d'en faire une liste et un comparatif sommaire en fonction de deux paramètres que sont le type de source (AGN ou GRB) et le choix de normalisation (sur les rayons X, sur les rayons γ et sur les rayons cosmiques).

Les deux types de sources les plus communément considérés comme susceptibles d'accélérer des particules jusqu'aux énergies extrêmes sont les AGN et les GRB (voir chapitre B). Les modèles prédisant un flux diffus de neutrinos s'en servent comme sources de production des rayons cosmiques (via les neutrons) et des neutrinos. Nous allons différencier les modèles utilisant les AGN et les modèles utilisant les GRB car ces 2 types de sources présentent des propriétés distinctes qui vont rendre les résultats légèrement différents comme l'indique le Tableau E-2. En particulier, l'indice spectral α des photons cibles diffère globalement d'une unité entre les AGN et les GRB : il est de l'ordre de 1 pour les AGN et de 0 pour les GRB.

La valeur des autres paramètres a été déterminée à partir de simulation utilisant le programme SOPHIA ne se restreignant pas à l'approximation de la résonance Δ . Ceci explique les différences entre les AGN et les GRB, celles-ci provenant de l'influence du spectre des photons cibles et de la cinématique des interactions.

Sources Propriétés	AGN	GRB
indice spectral des photons cibles α ($n(\epsilon) \propto \epsilon^{-\alpha}$)	~ 1	~ 0 ($< \sim 1$ MeV) ~ 1 ($> \sim 1$ MeV)
fraction d'énergie allant du proton aux neutrinos par interaction	$\sim 0,05$	$\sim 0,2$
fraction d'énergie allant du proton aux gamma par interaction	$\sim 0,1$	$\sim 0,2$
fraction d'énergie allant du proton au neutron par interaction	$\sim 0,5$	$\sim 0,2$
énergie relative s'échappant en neu- trons et en neutrinos $\eta_{\nu n} = \langle E_{\nu} \rangle / \langle E_n \rangle$	0,04	0,04

Tableau E-2 : Propriétés génériques des AGN et GRB généralement utilisées dans les modèles prédisant les flux de neutrinos extragalactiques [85].

E.6.1 Modèles impliquant les AGN

Ces modèles peuvent être divisés en trois catégories en fonction du choix de la normalisation : sur le fond diffus X (voir E.6.1.1), sur les γ (voir E.6.1.2) ou les rayons cosmiques (voir E.6.1.3). Ces différents choix de normalisation peuvent être justifiés par les propriétés particulières des sources étudiées. Par exemple, les modèles impliquant des blazars sont, en général, normalisés sur les rayons γ . Ceci à cause des 40 AGN observés par EGRET tous identifiés comme des blazars alors que cette population ne représente que quelques pour-cent de l'ensemble des AGN (voir B.4.4). Par contre les AGN de type quasar, ayant été observés en X, seront normalisés sur les X. De même, la distinction entre les AGN dits « radio-loud » qui seront normalisés sur les γ , et les AGN dits « radio-quiet » normalisés sur les X vient, là aussi, du fait qu'aucune émission γ n'a été observée en provenance des radio-quiet.

E.6.1.1 Normalisation sur les rayons X

Dans ces modèles, les AGN sont supposés être responsables d'une certaine fraction, dépendant du choix des auteurs, du fond diffus X observé. Cette fraction peut varier entre 20% et 100% (auquel cas la valeur du flux obtenue est maximale). La Figure E-14 montre le spectre en neutrinos prédit par 5 groupes :

- SDSS91 l'un des premiers modèles de neutrinos extragalactiques proposé par F. W. Stecker, C. Done, M. H. Salamon et P. Sommers ([90] et [91]) ;
- AGNSP ou SP94 construit par P. Szabo et R.J. Protheroe [96] ;
- SS95 (version quasar) de F.W. Stecker et M.H. Salamon [97] ;
- M95 (version quiet) publié par K. Mannheim [92] ;
- NMB92 de L. Nellen, K. Mannheim et L. Biermann [81].

Les ingrédients principaux de ces modèles sont résumés dans le Tableau E-3.

Modèle ou expérience	Domaine en énergie (GeV)	Normalisation	Commentaires	Flux différentiel $E^2 d\Phi_\nu/dE_\nu$ ($\text{GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$)
K. Mannheim (M01)[94]	$1 < E_\nu < 10^9$	RC et γ diffus	Dérivation de limites générales sur les flux diffus de neutrinos à partir d'une estimation du potentiel d'accrétion global, du fond diffus extra-galactique en γ et de l'intensité des rayons cosmiques en protons	10^{-6}
WB98 [74]	$E_\nu < 10^{12}$	RC	Limite sur le flux diffus de neutrinos normalisée sur le flux de rayons cosmiques d'énergie extrême. ξ_z : prend en compte l'évolution de la répartition des sources avec le décalage vers le rouge z	$1,5 \cdot 10^{-8} \xi$ <ul style="list-style-type: none"> • sans évolution avec z (i.e. taux de production des ν constant avec z) ($\xi=0,6$) : $9 \cdot 10^{-9}$ • avec évolution (distribution cosmologique des sources, $\xi=3$) : $4,5 \cdot 10^{-8}$
MPR98 [85]	$10^4 < E_\nu < 10^{12}$	RC et γ diffus	Cette limite prend en compte les données obtenues sur les rayons cosmiques et sur les γ . Elle prend également en compte l'opacité $\tau_{n\gamma}$ de la source aux neutrons (E.5).	Voir Figure E-13
Fréjus [95]	$10^4 < E_\nu < 10^5$	Expérience souterraine, tunnel du Fréjus (France)		$7 \cdot 10^{-6}$
Baikal [43]	$10^4 < E_\nu$	Télescope à neutrinos dans le lac Baïkal (Sibérie) (voir C.4.1.1)		$1,4 \cdot 10^{-5}$
Amanda [44]	$10^4 < E_\nu < 10^6$	Télescope à neutrinos dans la glace du Pôle-Sud (voir C.4.1.2)		10^{-6}

Tableau E-3 : comparaison entre les limites théoriques et expérimentales sur le flux diffus de neutrinos. Lorsque la prédiction sur le flux n'est pas donnée de manière analytique par les auteurs, les valeurs ont été extraites d'une figure.

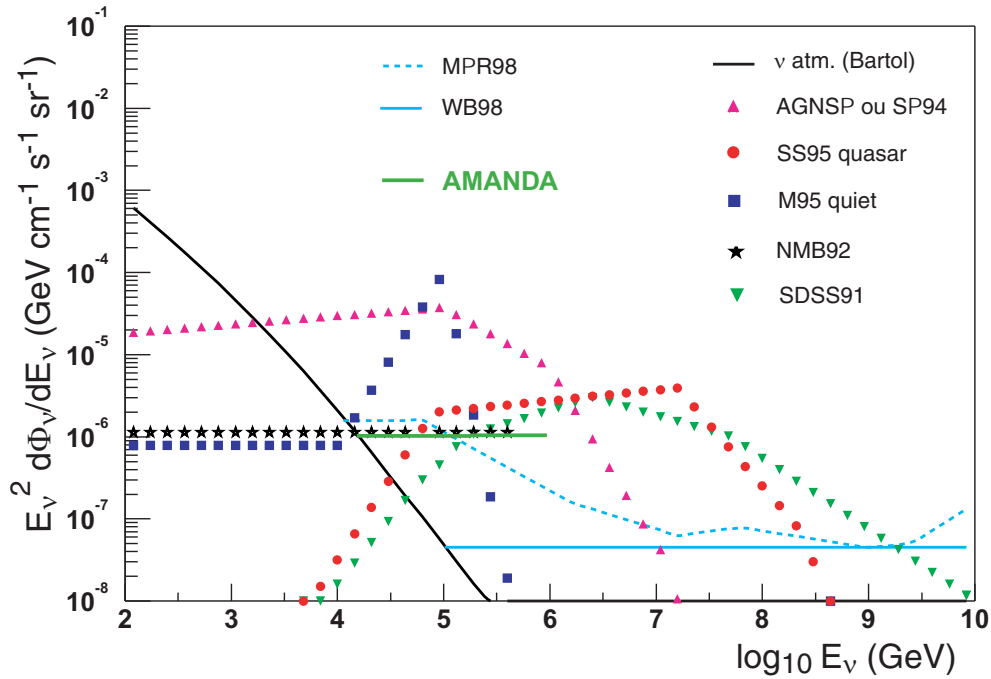


Figure E-14 : modèles utilisant les AGN comme source de neutrinos, normalisés sur les flux observés de rayons X (SDSS91 [90] et [91], NMB92 [81], SP94 [96], M95 quiet [92], SS95 quasar [97])

M95 quiet

Ce modèle suppose, à partir d'observations, que les AGN « radio quiet », généralement des quasars, sont responsables de la totalité du fond diffus X. L'énergie moyenne des photons cibles utilisée pour la photoproduction est d'environ 10 eV.

NMB92

Ce modèle est particulier car c'est l'un des rares à utiliser l'interaction proton-proton comme source principale de production de neutrinos mais se normalise également le fond diffus X. Dans ce modèle, les protons sont toujours accélérés par mécanisme de Fermi au sein des jets, mais diffusent et interagissent avec les nuages de poussières du disque d'accrétion. Dans ces régions, le champ de photons est nettement plus faible qu'à proximité du trou noir central ou que dans les jets. Le mécanisme proton-proton est alors prépondérant face au mécanisme proton-photon. Les interactions de protons initient des cascades hadroniques dont les résultats détectables sont des photons et des neutrinos. Le spectre des neutrinos en E^{-2} suit celui des protons, il est juste décalé vers les plus basses énergies par un facteur 0,05 correspondant à la fraction d'énergie transmise des protons aux neutrinos.

SDSS91

Cet article est l'un des premiers à prédire un flux diffus de neutrinos en provenance d'AGN. Il utilise les données UV et X des AGN pour estimer le champ de photons régnant au niveau de la source. Les photons UV représentent la cible des protons. Dans ce modèle, les neutrons ne peuvent s'échapper de la source, c'est le modèle générique des modèles dit « hidden core ». L'interaction $p\gamma$ en est déduite comme dominante. Il suppose également que 30% du fond diffus X est produit par les AGN. Un erratum corrige la prédiction et la diminue d'un facteur 45 (erreur sur les données en X utilisées). De plus, tous les AGN sont supposés avoir les mêmes propriétés, en particulier un champ magnétique de 10^3 G, et les pertes d'énergie des protons par effet synchrotron ne sont pas prises en compte.

- SS95 quasar** Dans SS95 le flux de neutrinos attendu en provenance des quasars est calculé en se normalisant sur 30% du fond diffus en X. Contrairement à SDS991, où les propriétés des AGN sont figées, ici elles sont fonction de plusieurs paramètres et en particulier de la luminosité. De plus, le traitement de la perte d'énergie des protons a pour effet de diminuer l'énergie maximale atteignable par les protons et donc par les neutrinos.
- SP94 (AGNSP)** SP94 utilise les photons X comme cible pour les protons. Les neutrons sont également traités et peuvent s'échapper de la source. Ils vont générer des rayons cosmiques. Ce modèle présuppose également que les AGN sont totalement responsables du fond diffus X observé. Comme pour SS95, les différences de spectre avec SDS991 s'expliquent par la prise en compte plus fine des paramètres des AGN et de la perte d'énergie des protons. De plus, la distribution des sources avec le redshift utilisée ici est différente de celle utilisée dans SDS991 pouvant expliquer les différences de spectre à haute énergie. Enfin, l'hypothèse du confinement des protons par le champ magnétique à basse énergie entraîne une augmentation du flux de neutrinos par rapport à SDS991 ou SS95 en facilitant ainsi l'interaction de ces protons de basse énergie avec le champ de photons pour donner des neutrinos. A basse énergie, le spectre des neutrinos est déterminé par la profondeur optique des protons, liés à la densité du champ de photons, et par leur temps de séjour.

Modèle	Domaine en énergie (GeV)	Normalisation	Flux différentiel $E_\nu^2 \Phi_\nu$ (GeV cm ⁻² s ⁻¹ sr ⁻¹)
SS95 quasar [97]	$E_\nu < 4.10^9$	~ 30 % du flux diffus X	Voir Figure E-14
NMB92 [81]	$E_\nu < 5.10^5$	~ 30 % du flux diffus X	$2/3 \ 1,6.10^{-12} (E_\nu / 1 \text{ TeV})^{-2} E_\nu^2$
M95 quiet [92]	$E_\nu < 4.10^5$	100 % du flux diffus X	Voir Figure E-14
SP94 (AGNSP) [96]	$E_\nu < 4.10^8$	100 % du flux diffus X	$E_\nu < 10^3 \text{ TeV} : 10^{-10.5} (E_\nu / 1 \text{ TeV})^{-2} E_\nu^2$ $E_\nu > 10^3 \text{ TeV} : 10^{-6} (E_\nu / 1 \text{ TeV})^{-3.5} E_\nu^2$
SDSS91 [90] et [91]	$E_\nu < 10^{10}$	30 % du flux diffus X	Voir Figure E-14

Tableau E-4 : récapitulatif des modèles de flux diffus normalisés sur les rayons X. Lorsque la prédiction sur le flux n'est pas donnée de manière analytique par les auteurs, les valeurs ont été extraites d'une figure.

E.6.1.2 Normalisation sur les γ

Le deuxième choix de normalisation possible consiste à utiliser les observations en γ . Ce choix est généralement suivi lorsqu'il a été possible d'observer le type de source considéré en γ . Les différents modèles présentés ici sont :

- P96 proposé par R.J. Protheroe [98] ;
- M95 (version loud A et B) publié par K. Mannheim [92] ;
- HZ97 un travail mené par F. Halzen et E. Zas [99] ;
- SS95 (version blazar) proposé par F.W. Stecker et M.H. Salamon [100].

Tous utilisent le même modèle de base appelée le modèle « proton blazar ». Dans celui-ci, les protons tout comme les électrons sont accélérés au sein de jets. Par contre, deux voies se dégagent lorsqu'il s'agit de définir la cible des protons : un modèle comme P96 privilégie l'interaction des protons avec le rayonnement du disque d'accrétion (rayonnement thermique émis principalement dans l'UV par le disque d'accrétion) alors qu'un modèle comme M95 « loud » ou HZ97 privilégie l'interaction des protons avec les photons produits par le rayonnement synchrotron des électrons accélérés. L'utilisation, par ces modèles, de la même structure de base rend leurs prédictions très similaires. Seul SS95 blazar obtient une forme de spectre différente.

P96	Les protons interagissent directement avec les photons émis par le disque d'accrétion. La normalisation est effectuée à partir d'une normalisation de l'émission photonique de ce dernier. L'énergie maximale des jets est fixée à $E'_{\text{jet}} \sim 1,5 \cdot 10^{10}$ GeV pour un champ magnétique de 10 G.
M95 loud A et B	Ce modèle suppose que les AGN « radio loud » sont responsables du flux diffus γ au-dessus de 10 MeV dans sa version loud A et entre 1 MeV et 100 MeV dans sa version loud B. Ce changement de région en énergie pour la normalisation induit une différence d'un ordre de grandeur entre les deux versions.
SS95 blazar	Dans ce modèle il est supposé que le spectre des γ et des neutrinos est en E^{-2} (justifié par les observations du quasar 3C273). Les γ sont supposés provenir de la désintégration des π^0 ce qui leur fournit en moyenne une énergie deux fois plus grande que celle des neutrinos. Le spectre des neutrinos est alors déduit d'une estimation du flux diffus en γ émis par les blazars par une simple division par 2 comme montré en E.3. Ceci permet, entre autre, la prédiction d'un flux de neutrinos en provenance de Markarian 501 ($\sim 6 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).
HZ97	<p>Les protons et les électrons sont accélérés ensemble par mécanisme de Fermi. Les protons interagissent préférentiellement avec les photons UV produits par l'émission synchrotron des électrons. Ce modèle permet de calculer le flux de neutrinos en provenance de Markarian 421 à partir de son spectre en γ observé, de déterminer la densité de source nécessaire pour reproduire le fond diffus γ observé (130 sources par stéradian) et d'en déduire le flux diffus de neutrinos dû à l'ensemble de ces sources.</p> <p>C'est ce modèle qui est à retenir. Il résume bien ce qu'est le « proton blazar model » et en fait une interprétation cohérente intégrant les différentes approches faites par Protheroe dans P96 et Mannheim dans M95. En particulier, la relation entre luminosité en γ et luminosité en neutrinos de 1 pour 3 est en accord avec celle dérivée grossièrement dans la partie E.4. Cette relation devient 3 pour 13 avec la prise en compte des pertes d'énergie des protons par production de paires ($p\gamma \rightarrow p e^+ e^-$). Le spectre des photons cibles est alors approché par une loi de puissance compatible avec les observations : $dN/dE \propto E^{-1}$. Ce spectre est la conséquence de l'observation d'un spectre plat en logarithme pour bon nombre d'AGN comme illustré dans le Tableau E-2. Le spectre des protons incidents est quant à lui donné par le mécanisme de Fermi et suit une loi en E^{-2}. Enfin, comme le spectre en énergie des photons cibles décroît également en loi de puissance, l'interaction des protons de haute énergie avec ces photons est favorisée. Le spectre des neutrinos est ainsi plus dur que celui des protons : $dN_\nu/dE_\nu \propto E^{-1}$.</p>

La normalisation du flux de neutrinos est obtenue à partir des observations de Markarian 42, donnant une luminosité L_γ de $2 \cdot 10^{-10} \text{ TeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. La prise en compte du lien entre l'émission γ et neutrino déterminée précédemment permet d'estimer la luminosité en neutrinos à $L_\nu \sim 5 \cdot 10^{-11} \text{ TeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. La combinaison de ce résultat avec l'hypothèse d'un flux en E^{-1} permet de déterminer la constante de normalisation de ce flux à $5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Enfin, l'estimation du nombre de sources est effectuée de manière à ce que 100% du flux diffus en γ soit attribuable à des sources du type de Markarian 421, ce qui donne 130 sources par stéradian. Le résultat final de ce modèle est alors de $dN_\nu/dE_\nu \sim 2 \cdot 10^{-14} / E_\nu \text{ GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ où une correction prenant en compte la différence d'indice spectral entre les photons et les neutrinos est appliquée, induisant un facteur 3 supplémentaire.

Enfin les légères différences entre HZ97 et M95 s'expliquent uniquement par les choix de normalisation. M95 « loud » A se normalise sur le flux diffus en γ au-dessus de 10 MeV et M95 « loud » B sur le flux diffus en γ entre 1 MeV et 100 MeV.

Modèle		Domaine en énergie (GeV)	Normalisation	Flux différentiel $E_\nu^2 \Phi_\nu \text{ (GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1})$
P96 [98]		$E_\nu < 3 \cdot 10^{11}$	100 % du flux diffus en γ	Figure E-15
M95 loud [92]	A	$5 \cdot 10^2 < E_\nu < 10^{10}$	flux diffus en γ au-dessus de 10 MeV	Figure E-15
	B	$E_\nu < 10^{10}$	flux diffus en γ entre 1 MeV et 100 MeV	Figure E-15
SS95 blazar [100]		$E_\nu < 3 \cdot 10^{11}$	Markarian 501, 3C279, 3C273	Figure E-15
HZ97 [99]		$E_\nu < 10^9$	Markarian 421	$2 \cdot 10^{-14} E_\nu$

Tableau E-5 : récapitulatif des modèles de flux diffus normalisés sur les rayons γ . Lorsque la prédiction sur le flux n'est pas donnée de manière analytique par les auteurs, les valeurs ont été extraites d'une figure.

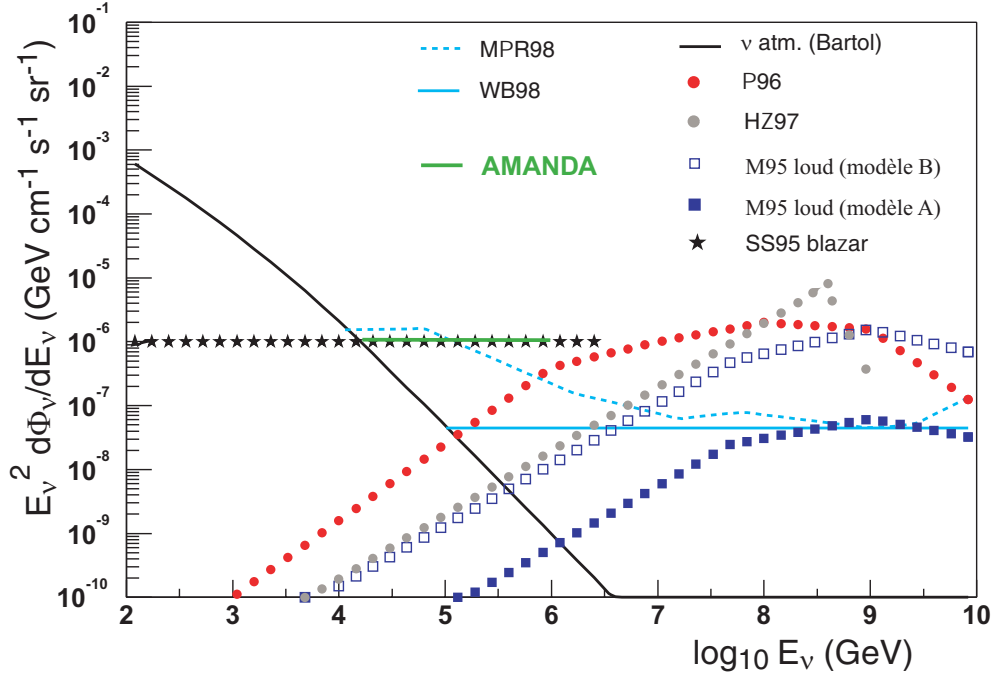


Figure E-15 : modèles utilisant les AGN comme source de neutrinos, normalisés sur les flux observés de rayons γ (M95 loud A et B [92], P96 [98], HZ97 [99], SS95 blazar [100]).

E.6.1.3 Normalisation sur les rayons cosmiques

Les travaux de E. Waxman-J. Bahcall et K. Mannheim, R.J. Protheroe et J. Rachen discutés plus haut ne sont pas inclus ici car ils prédisent des limites (voir E.5). Les modèles plus spécifiques considérés ici sont un calcul proposé par F. Halzen référencé par H98 (AGN) [101] et KKSS02 [102] proposé par O.E. Kalashev, V.A. Vadim, D.V. Smirkov et G. Sigl. Un modèle intitulé NSAK02 développé par A. Neronov, D. Semikoz, F. Aharonian et O. Kalashev [103] sera également évoqué car il a la particularité de ne plus produire les électrons de haute énergie par accélération sur les ondes de chocs mais par les paires initiées par des photons de haute énergie interagissant sur les fonds diffus micro-ondes et infrarouge.

Le modèle H98 (AGN) établit un flux de neutrinos à partir d'une estimation du taux d'injection d'énergie en rayons cosmiques dans l'univers. Ce taux d'injection, dE_{CR}/dt , est obtenu de l'observation des GRB et vaut environ $4 \cdot 10^{44} \text{ erg} \cdot \text{Mpc}^{-3} \cdot \text{an}^{-1}$. L'énergie totale émise en rayons cosmiques, supposés n'être que des protons, depuis la formation de l'Univers est $t_H dE_{CR}/dt$ où t_H est le temps de Hubble (~ 10 milliards d'années). L'énergie transférée du proton au pion par son interaction sur un photon puis au neutrino est, comme expliqué précédemment, $\frac{1}{4} f_\pi$ par neutrino, soit pour les neutrinos muoniques $\frac{1}{2} f_\pi$. Les valeurs de f_π envisagées par l'auteur sont comprises entre 0,0038 et 0,38.

L'énergie totale potentiellement transférée des protons du rayonnement cosmique aux neutrinos est $\frac{1}{2} f_\pi dE_{CR}/dt$. Ce nombre est à corriger, d'après l'auteur, par un facteur $\exp(-f_\pi)$ pour prendre en compte l'absorption des protons dans la source. Le flux de neutrinos, dN_ν/dE_ν , s'exprime alors comme :

$$(77) \quad \Phi_\nu = \frac{c}{4\pi} \frac{\frac{1}{2} f_\pi t_H \frac{dE_{CR}}{dt}}{E_\nu} e^{-f_\pi} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$$

Le modèle KKSS02 est totalement différent. Il traite des neutrinos dits cosmogoniques (ou neutrinos GZK). Les neutrinos cosmogoniques sont produits par l'interaction de particules d'ultra haute énergie

sur le fond diffus cosmologique micro-onde. Cette interaction est d'ailleurs responsable de l'effet GZK qui prédit une coupure dans le spectre des rayons cosmiques vers 10^{10} GeV.

Le flux de ces neutrinos pourrait être très important si :

- les sources de rayons cosmiques d'ultra haute énergie se trouvent au-delà de la distance GZK ;
- le flux de protons s'étend au-delà de la coupure GZK pour produire un flux conséquent de neutrinos d'ultra-haute énergie.

Ces hypothèses sont motivées par le fait qu'aucune source proche n'a été détectée en rayons cosmiques, alors que l'existence des neutrinos cosmogoniques est basée sur celle, observée, des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

Le spectre d'injection de protons par unité de volume co-mobile (volume restant inchangé lorsqu'il est exprimé en unité du facteur d'échelle lié à l'expansion de l'Univers) est décrit par une loi de puissance de la forme :

$$(78) \quad \Phi_p(E, z) = g_{\gamma, RC} (1 + z)^m E^{-\alpha} \Theta(E_{\max} - E_{\min})$$

où la fonction $g_{\gamma, RC}$ représente la normalisation et doit être déterminée à partir des données en rayons cosmiques et en γ . Dans le cas des AGN, l'évolution de la distribution des sources est relativement connue et impose comme valeurs de m :

$$(79) \quad \begin{cases} m = 3,4 & \text{pour } z < 1,9 \\ m = 0 & \text{pour } 1,9 < z < 2,9 \end{cases}$$

Les valeurs reproduisent la distribution observées du taux de formation des étoiles (voir Figure E-10).

Les paramètres libres sont l'indice spectral α d'injection des protons, leur énergie maximale E_{\max} et la normalisation $g_{\gamma, RC}$. Pour une valeur α de 2, ce modèle respecte la limite de Waxman et Bahcall établie pour un spectre des protons en E^{-2} .

Par contre, pour des spectres plus durs d'indice spectral $\alpha = 1$, ce modèle viole les limites de Mannheim, Protheroe et Rachen. Les auteurs de KKSS02 attribuent ceci à la valeur différente de leurs paramètres cosmologiques et au traitement différent de la production multiple de pions. La limite de Waxman et Bahcall est, bien entendu, également dépassée dans ce cas mais l'établissement de cette limite suppose un indice spectral pour l'injection de protons de 2 ce qui n'est plus adapté ici.

Un autre modèle d'accélération dit « sans choc » est proposé pour les AGN. Ce modèle appelé ici NSAK02 est déduit de la référence [103] et est appelé « sans choc » car les électrons de haute énergie ne sont plus produits par accélération sur les ondes de chocs.

Ce modèle est motivé par la difficulté d'expliquer les observations en X faites par Chandra⁴¹ de la structure des jets émis par les radiogalaxies et les quasars. Le mécanisme généralement admis pour expliquer les émissions X observées est d'invoquer l'émission synchrotron d'électrons. Ces électrons doivent avoir une énergie de l'ordre de 100 TeV qu'ils perdent sur des distances de l'ordre de 0,1 kpc. Or, des jets en X sont observés sur des distances de l'ordre de 100 kpc, ce qui voudrait dire que des électrons de 100 TeV sont créés uniformément tout le long du jet (tous les 0,1 kpc). Ainsi, dans le modèle d'accélération par chocs, 1000 chocs identiques doivent se succéder sur toute la longueur du jet. Cela semble difficilement réalisable dans le cadre d'une accélération par choc.

⁴¹ Chandra : satellite lancé en 1999 pour observer le ciel en rayons X, doté d'une très bonne résolution angulaire ($\sim 0,5$ seconde d'arc).

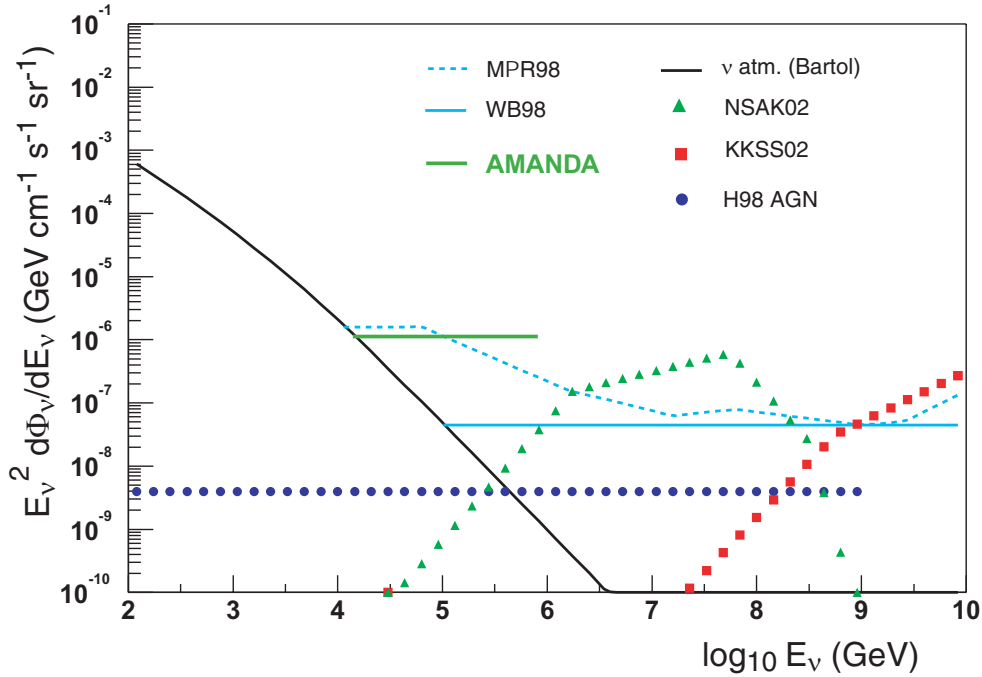


Figure E-16 : modèles utilisant les AGN comme source de neutrinos, normalisés sur les flux observés des rayons cosmiques (H98 AGN [101], KKSS02 [102], NSAK02 [103]).

Le modèle dit « sans choc » produit les électrons de haute énergie par l'interaction des photons de haute énergie sur les fonds diffus micro-ondes et infrarouge : $\gamma + \gamma_{\text{CMB, IR}} \rightarrow e^+ + e^-$. Ces photons de haute énergie sont eux-mêmes produits par l'interaction des protons accélérés dans les chocs avec le champ de photons ambiants.

Le libre parcours moyen des photons est minimum autour de 10^5 GeV où il est de l'ordre de quelque kpc. Il n'attend les 100 kpc (taille observée des jets en X) que vers $10^7 - 10^9$ GeV (voir Figure B-3). Ce modèle prédit une puissance émise en neutrinos équivalente à celles émise en γ . Ceci s'explique par le fait que les électrons sont à l'aide des photons de haute énergie créés par la désintégration des π^0 et en reprenant les arguments développés au paragraphe E.3, donnant les chiffres clefs de la photoproduction de mésons.

Modèles	Domaine en énergie (GeV)	Flux différentiel $E_v^2 \Phi_v$ (GeV cm ⁻² s ⁻¹ sr ⁻¹)
KKSS02 [102]	$10^7 < E_v < 10^{11}$	Figure E-16
NSAK02 [103]	$10^3 < E_v < 10^9$	Figure E-16
H98 AGN [101]	$E_v < 10^9$	$\frac{1}{2} (E_p \Phi_p) f_\pi \exp(-f_\pi)$

Tableau E-6 : récapitulatif des modèles normalisés sur les rayons cosmiques. Lorsque la prédiction sur le flux n'est pas donnée de manière analytique par les auteurs, les valeurs ont été extraites d'une figure.

E.6.2 Modèles utilisant les GRB

D'autres modèles se servent des GRB pour déterminer un flux de neutrinos extra galactiques. Ils utilisent tous la même procédure et il n'y a pas vraiment de comparaison pertinente à faire compte tenu des

méconnaissances du phénomène et du fait que les différences entre les modèles proviennent seulement de très légères variations sur les paramètres utilisés.

Le modèle le plus généralement utilisé pour décrire le phénomène des sursauts gamma dans sa globalité est appelé modèle de la boule de feu ou « fireball » comme nous l'avons déjà évoqué dans B.1.1.

Dans ce modèle, la matière est violemment éjectée d'un objet compact et la conversion de l'énergie cinétique en rayonnement produit le phénomène appelé GRB.

Les fluctuations du facteur de Lorentz Γ , qui est de l'ordre de 100, lors de l'émission de la matière vont générer des chocs entre les différentes couches de matière. Ces chocs, appelés chocs internes sont des lieux propices pour l'accélération de particules par le mécanisme de Fermi. Tout comme les électrons, les protons sont accélérés au sein de la boule de feu et devraient produire une bouffée de neutrinos d'une énergie de l'ordre de 10^5 GeV par la photoproduction de mésons lors de leurs interactions avec les photons synchrotron. Les photons détectés entre 0,1 et 1 MeV sont d'ailleurs attribuée à cette émission synchrotron. Leur spectre intégré se décrit par deux lois de puissance d'indice spectral 0 en dessous d'environ 0,5 MeV et 1 au-dessus (le spectre différentiel a un indice spectral plus grand d'une unité). Cette forme va être reproduite par le spectre des neutrinos issus des chocs internes.

L'énergie de la transition, E_v^{break} , entre les deux lois de puissance est déterminée par l'énergie de seuil de la photoproduction de mésons sur les photons de plus haute énergie (~ 1 MeV) soit environ $E_v^{\text{break}} = 10^5$ GeV. Le spectre des neutrinos a la forme suivante :

$$(80) \quad \begin{cases} \frac{d\Phi_v}{dE_v} = \frac{A}{E_v^{\text{break}}} E_v^{-1} \text{ pour } E_v < E_v^{\text{break}} \\ \frac{d\Phi_v}{dE_v} = A E_v^{-2} \text{ pour } E_v > E_v^{\text{break}} \end{cases}$$

Enfin, au-dessus de 10^7 GeV le spectre des neutrinos se modifie une nouvelle fois ; la production des neutrinos par désintégration des muons et des pions devient impossible à haute énergie car le temps de vie des particules devient plus grand que leur temps moyen de perte d'énergie : la production de neutrinos d'ultra-haute énergie devient impossible. De ce fait le spectre des neutrinos va suivre un indice spectral de 3.

La normalisation du flux peut être obtenue en supposant que :

- le taux d'énergie émise en γ par les GRB est comparable aux taux de formation énergétique des rayons cosmiques (le taux, par unité d'énergie, auquel les rayons cosmiques sont produits dans l'Univers) ;
- les GRB sont responsables des rayons cosmiques d'ultra haute énergie.

En supposant une distribution cosmologique des sources, ce taux d'énergie est estimé à :

$$(81) \quad E_{\text{CR}}^2 \frac{dN}{dE_{\text{CR}}} \sim 10^{44} \text{ erg} \cdot \text{Mpc}^{-3} \cdot \text{an}^{-1}$$

et l'énergie totale injectée en neutrinos, F_{tot} , est estimée à partir de la fraction d'énergie transférée du proton au neutrino ($\sim f_\pi/2$) multiplié par le temps de Hubble t_H :

$$(82) \quad F_{\text{tot}} = \frac{c}{4\pi} \frac{f_\pi}{2} t_H E_{\text{CR}}^2 \frac{dN}{dE_{\text{CR}}}$$

où la quantité $f_\pi/2 t_H E_{\text{CR}}^2 dN/dE_{\text{CR}}$ représente le taux de production énergétique totale des neutrinos (comme dans le paragraphe E.6.1.3).

Ainsi, pour le cas des neutrinos des chocs internes, la normalisation donne :

$$(83) \quad F_{\text{tot}} = \int_{E_v^{\min}}^{E_v^{\max}} E_v \frac{d\Phi_v}{dE_v} dE_v = \int_{E_v^{\min}}^{E_v^{\text{break}}} \frac{A}{E_v^{\text{break}}} dE_v + \int_{E_v^{\text{break}}}^{E_v^{\max}} \frac{A}{E_v} dE_v$$

où A représente la constante de normalisation. E_v^{\max} est fixé arbitrairement, par exemple à 10^{10} GeV et E_v^{\min} est considéré comme négligeable devant E_v^{break} .

L'application numérique utilisant les formules (81) et (83) donne à A une valeur de $1,2 \cdot 10^{-9} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$. Ces neutrinos émis par les GRB, produits à l'intérieure des jets, sont appelés les neutrinos des « chocs internes ». En effet, d'autres mécanismes vont également permettre la production de neutrinos lors d'un événement GRB.

La boule de feu en expansion rencontre en permanence la matière du milieu interstellaire, ce qui la ralentit et induit la formation d'une onde de choc se propageant en sens inverse, c'est ce que l'on appelle les chocs inverses ou « reverse choc ». Ceci donne lieu au phénomène observé de rémanence ou « afterglow ». Au fur et à mesure que la boule de feu perd de son énergie cinétique, le rayonnement émis et détecté sur Terre passe des X à l'optique puis au radio.

Cette nouvelle onde de choc permet, elle aussi, l'accélération des électrons. Ceux-ci vont émettre des photons synchrotrons de plus basse énergie que ceux produits lors des chocs internes, typiquement dans l'optique ou l'UV.

Ces photons de basses énergies sont des cibles rêvées pour les protons de haute énergie accélérés lors des chocs « internes » ou dans les chocs « inverses ». Lors de ces interactions, des neutrinos sont produits à environ 10^9 GeV.

Typiquement le spectre des neutrinos suit un indice spectral de 0 en dessous de 10^8 GeV pour prendre une valeur de $\frac{1}{2}$ jusqu'à l'énergie maximale qui est de l'ordre de 10^{10} GeV. Ainsi, le spectre des neutrinos associé au phénomène d'afterglow ou « reverse choc » prend la forme :

$$(84) \quad \begin{cases} \frac{d\Phi_v}{dE_v} = \frac{A}{E_v^{\text{break}}} E_v^{-(1+0)} = \frac{A}{E_v^{\text{break}}} E_v^{-1} \text{ pour } E_v < E_v^{\text{break}} \\ \frac{d\Phi_v}{dE_v} = A E_v^{-(1+\frac{1}{2})} = A E_v^{-\frac{3}{2}} \text{ pour } E_v > E_v^{\text{break}} \end{cases}$$

En conclusion, le modèle le plus complet prédisant le flux diffus de neutrinos produit par les GRB prend en compte les neutrinos produits dans les chocs internes et ceux produits dans les chocs externes.

Un bon exemple est de combiner les prédictions faites par Waxman et Bahcall dans les références [104] et [105]. Le flux ainsi obtenu est montré sur la Figure E-17.

Le même type de calcul a été repris par D. Guetta en collaboration avec E. Waxman et M. Spada ([106] et [107]). Cette étude aboutit aux mêmes conclusions et le modèle appelé ici W00 est également dénommé GSW01 dans la littérature.

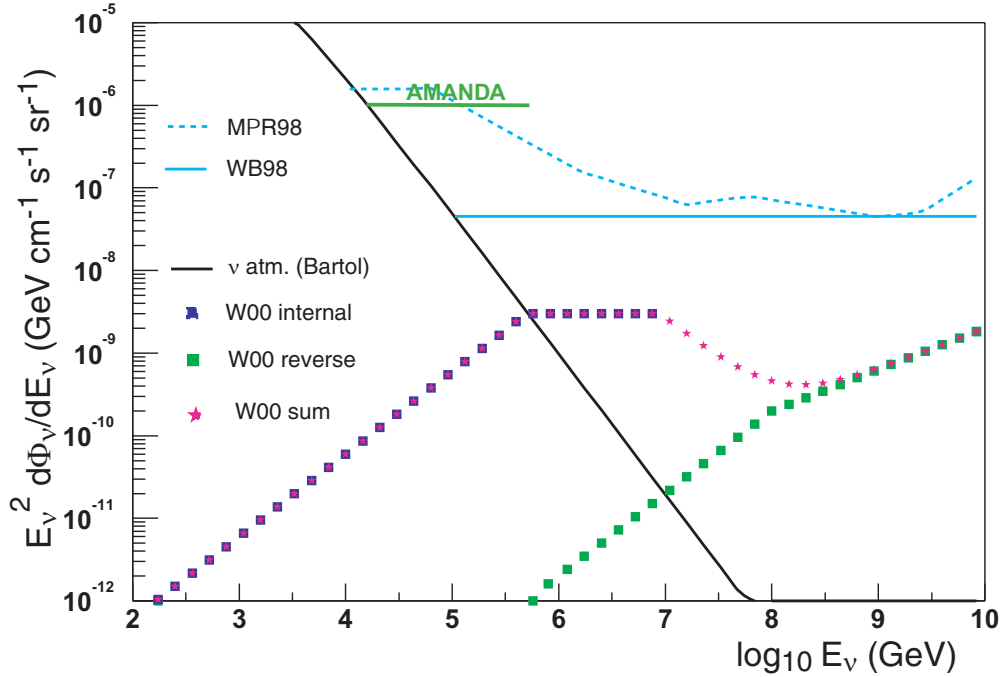


Figure E-17 : modèles utilisant les GRB comme source de neutrinos (W00 « internal » et « reverse » et somme des deux [104] et [105] , GSW01 « external » et « internal » [106] et [107])

Dans ce chapitre, les seuls modèles exposés, prédisant un flux diffus de neutrinos, étaient liés à des sources astrophysiques tels les AGN et les GRB. Il existe bien entendu d'autres origines possibles à un flux diffus de neutrinos. Cela a déjà été évoqué dans le premier chapitre quand il a été question des sources exotiques de neutrinos que sont les particules super massives reliques du big-bang. Ces particules, si elles existent, peuvent se désintégrer ou s'annihiler, produisant entre autres des neutrinos. Un autre mécanisme appelé « Z burst » peut lui aussi générer un flux de neutrinos. Ce mécanisme provient de l'interaction, via un Z^0 , de neutrinos de très haute énergie, de l'ordre de $10^{12} \text{ GeV} \times [1 \text{ eV} / m_\nu (\text{eV})]$, sur les neutrinos cosmologiques (m_ν représente la masse du neutrino). Ces neutrinos sont produits à des énergies bien trop grandes avec des flux bien trop faibles pour pouvoir les détecter dans ANTARES.

Dans le chapitre suivant, la sensibilité du détecteur ANTARES à un flux diffus de neutrinos va être calculée. Pour cela, comme expliqué dans le chapitre D, seront utilisés la stratégie de reconstruction définie en D.4 qui utilise un maximum de vraisemblance et l'algorithme de reconstruction de l'énergie que j'ai développé et expliqué en D.5.2. Celui-ci permet d'atteindre des résolutions de l'ordre d'un facteur 3 sur l'énergie du muon.

Le modèle générique de flux diffus retenu pour optimiser les critères de sélection et les performances des algorithmes a un spectre en E^{-2} tout comme la limite supérieure de Waxman et Bahcall. Les objectifs seront de rejeter le bruit de fond lié aux muons atmosphériques, de discriminer les neutrinos atmosphériques des neutrinos du flux diffus par la reconstruction des spectres en énergie tout en conservant le maximum de signal du flux diffus.

F. L'ANALYSE

Ce chapitre est consacré à l'étude de la sensibilité du détecteur ANTARES (version 10 lignes) au flux diffus de neutrinos. La recherche de ce signal implique de combattre deux bruits de fond bien distincts que constituent les muons et les neutrinos atmosphériques (voir D.1.3).

Les neutrinos atmosphériques sont de même nature physique que le signal et ont la même signature dans le détecteur : passage d'un muon montant issu de l'interaction d'un neutrino. La discrimination de ce bruit de fond se fait à partir du spectre en énergie reconstruit : les neutrinos atmosphériques suivent une loi en E^{-3} alors que les neutrinos des flux diffus sont plutôt attendus avec un spectre plus dur en E^{-2} . Un flux diffus est donc mis en évidence par un excès d'événements à haute énergie. Cette méthode d'analyse nécessite une reconstruction de l'énergie performante afin de reconstruire le spectre des deux populations le plus fidèlement possible. De ce fait, la sensibilité dépend de la forme du spectre supposé des neutrinos du flux diffus.

Le deuxième type de bruit de fond, constitué par les muons atmosphériques, est difficile à éliminer. Leur flux est quelque 10^6 fois plus important que celui des neutrinos atmosphériques dans l'hémisphère supérieur. La composante constituée de plusieurs muons parallèles issus de la même gerbe et traversant le détecteur est la plus difficile à reconstruire. Ces traces, bien que traversant le détecteur du haut vers le bas sont parfois reconstruites à tort comme des muons montants, et donc confondus avec le signal (voir D.1.3.1).

Dans ce chapitre, je vais tout d'abord déterminer quelles sont les variables discriminant le bruit de fond (F.1), la résolution en énergie requise (F.2) et les critères finals de sélection (F.3) en supposant la limite supérieure de Waxman et Bahcall [74] ou un modèle d'indice spectral différent, HZ97 [99]. J'appliquerais ensuite ces critères à l'ensemble des modèles de flux diffus que j'ai décrit dans le chapitre E.

La méthode statistique permettant le calcul de la sensibilité du détecteur est présentée en F.4. La sensibilité d'ANTARES au flux diffus de neutrinos est déterminée en F.5. Je discuterai ce résultat dans la dernière partie (F.6).

F.1 Rejet des muons atmosphériques

Comme il a été expliqué dans D.1.3.1, la majeure partie des muons atmosphériques est rejetée car ils sont reconstruits descendants. La partie restante, constituée d'événements reconstruits montants généralement composés de plusieurs muons parallèles, doit être éliminée par d'autres critères. Pour cela, des variables permettant de discriminer ces événements du signal du flux diffus ont été recherchées.

L'idée de base, à l'origine de chacune des variables qui vont être décrites, est d'utiliser le fait que la lumière recueillie lors d'un événement muon atmosphérique puisse provenir de différentes traces (multi-muons). En effet, ces multi-muons ont une multiplicité moyenne de ~ 4 (voir D.1.3.1), sont parallèles, relativement proches avec une distance moyenne d'environ 15 m et leur énergie moyenne au niveau du détecteur est de l'ordre de 500 GeV. Ainsi, ils peuvent donner plusieurs impulsions sur le même phototube et une dispersion en temps de ces impulsions plus grande que pour un événement mono-trace. D'autre part, les muons produits par les neutrinos cosmiques ont des énergies plus élevées et devraient produire un plus grand nombre d'impulsions dans le détecteur (voir Figure D-11).

Ainsi, les caractéristiques suivantes sont étudiées :

- le nombre d'impulsions recueillies ;
- le taux de comptage du détecteur, ρ ;
- la dispersion des temps d'arrivée des impulsions sur les phototubes, S ;
- l'énergie moyenne transportée par impulsion.

Certaines d'entre elles sont particulièrement discriminantes : le nombre d'impulsions recueillies et la variable S . Dans la suite, la variable Γ définit fraction de signal conservée sur la fraction du bruit de fond des muons atmosphériques conservée. Il doit être le plus grand possible.

F.1.1 Le nombre total d'impulsions

Les muons atmosphériques, au niveau du détecteur, ont des énergies de l'ordre de 500 GeV (voir D.1.3.1). Le nombre d'impulsions par événements, sans aucune sélection, est globalement plus faible que pour les événements associés au flux diffus comme le montre la Figure F-1.

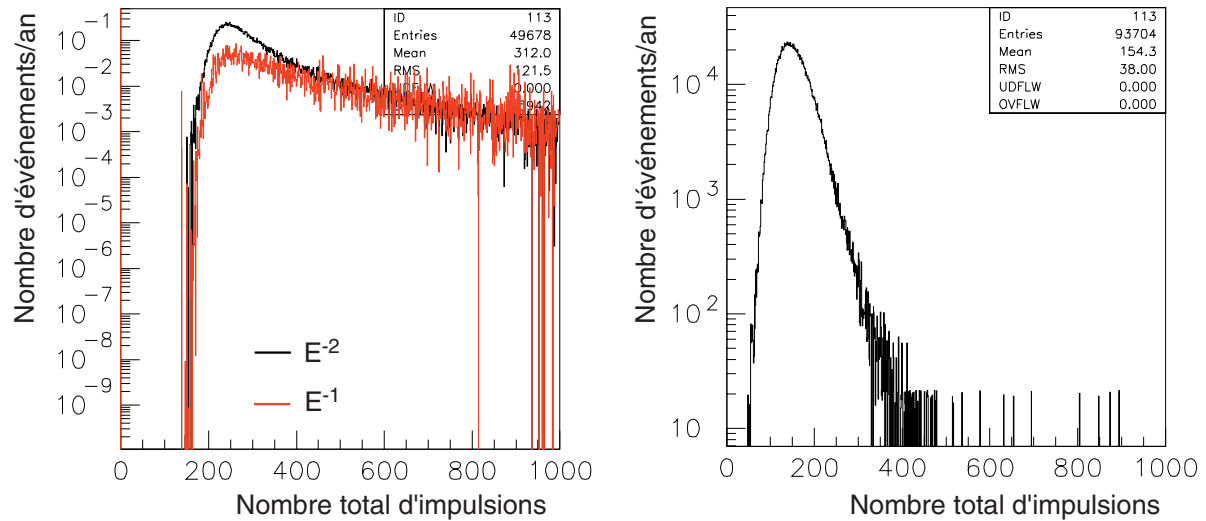
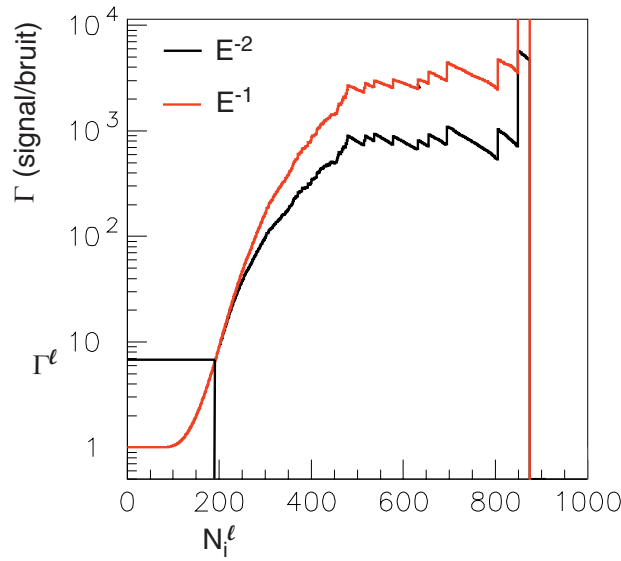


Figure F-1 : évolution du nombre d'événements par an en fonction du nombre total d'impulsions enregistrées dans l'événement, pour le signal flux diffus (à gauche) et pour le bruit de fond associé aux muons atmosphériques reconstruits montants (à droite). Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).

Comme illustré sur la Figure F-2, cette discrimination conduit à une évolution de Γ avec une coupure sur le nombre d'impulsions enregistrées intéressante (nombre d'impulsions $N_i > N_i^t$). En effet, sélectionner les événements qui ont plus de $N_i^t = 193$ impulsions permet de conserver 99% du signal en E^{-2} (99,4% du signal en E^{-1}) tout en rejetant 86% des muons atmosphériques ($\Gamma^t = 7$).



Coupure sur le nombre d'impulsions

Figure F-2 : évolution du rapport Γ (rapport entre la fraction de signal conservée et la fraction de bruit de fond des muons atmosphériques conservée) en fonction du nombre d'impulsions associées à chacun des événements. Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).

F.1.2 Le taux de comptage ρ

Les événements du signal étant de plus haute énergie, ils devraient induire un plus grand nombre de coups dans le détecteur conduisant à un taux de comptage plus important que pour des événements dûs aux muons atmosphériques. Néanmoins, cet argument est à modérer par le fait que les événements muons atmosphériques sont souvent constitués de plusieurs traces (multi-muons).

Une estimation du taux de comptage moyen recueilli dans l'ensemble du détecteur est représentée par la variable ρ , définie comme la valeur moyenne du taux de comptage enregistré sur chacun des phototubes :

$$(85) \quad \rho = \frac{1}{N_{pm}} \sum_{N_{pm}} \frac{N_i}{\Delta t_{max}}$$

où N_{pm} est le nombre de phototubes touchés, N_i le nombre d'impulsions enregistrées sur le phototube considéré et Δt_{max} l'intervalle de temps entre la première et la dernière impulsion reçue par le phototube.

Cette fois-ci, comme le montre la Figure F-4, l'évolution de Γ avec une coupure sur ρ ($\rho > \rho^\ell$) n'est pas probante. En effet, au mieux pour $\rho^\ell = 0,03$, 30% du bruit de fond et 47% du signal en E^{-2} (45% du signal en E^{-1}) sont conservés. Cette variable est peu discriminante et ne sera pas utilisée dans l'analyse finale.

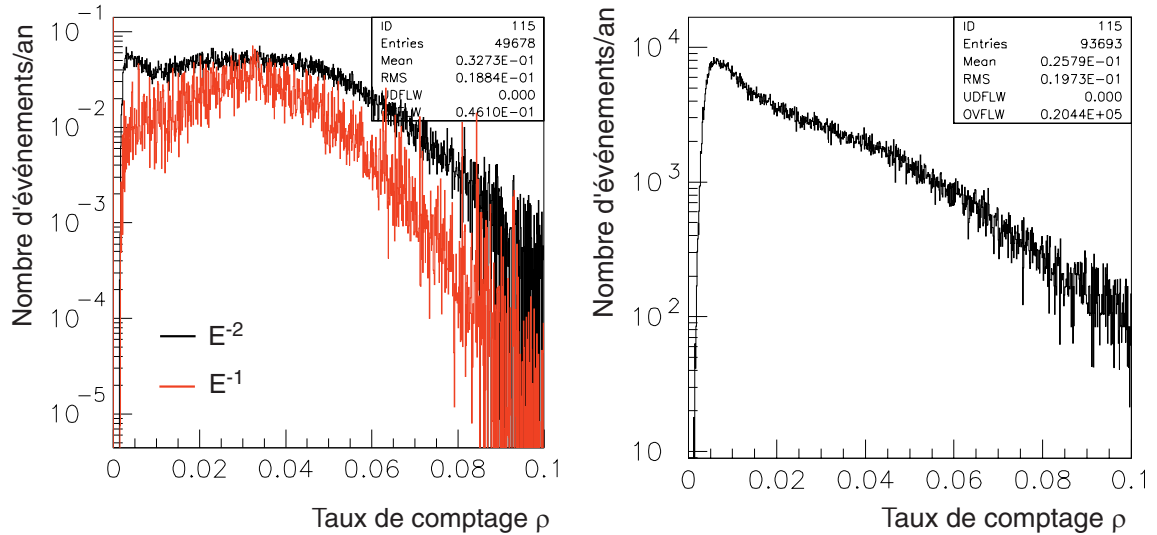


Figure F-3 : évolution du nombre d'événements par an en fonction du taux de comptage ρ , pour le signal flux diffus (à gauche) et pour le bruit de fond associé aux muons atmosphériques reconstruits montants (à droite). Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).

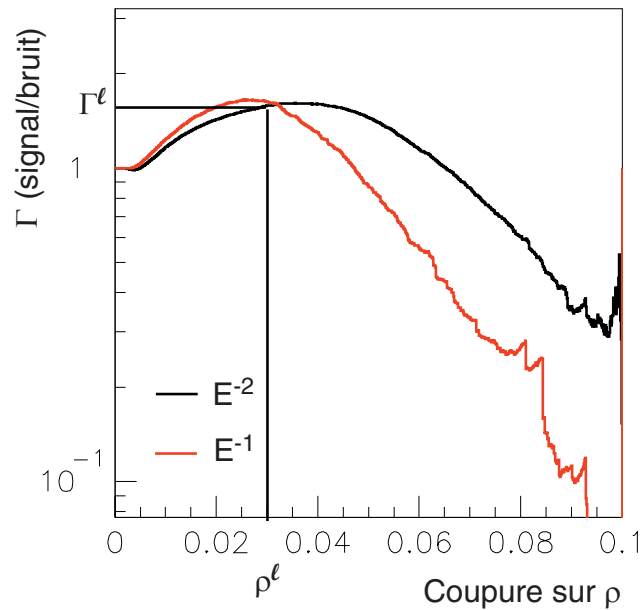


Figure F-4 : évolution du rapport Γ (rapport entre la fraction de signal conservée et la fraction de bruit de fond des muons atmosphériques conservée) en fonction du taux de comptage ρ . Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).

F.1.3 L'énergie moyenne par impulsion ε

Une autre variable potentiellement discriminante est l'énergie moyenne par impulsion, notée ε . En effet, les multimuons sont plutôt de basse énergie et devraient donner préférentiellement des impulsions de faible amplitude. Dans le même temps, ils devraient donner également plus d'impulsions puisque plusieurs traces traversent le détecteur au même instant.

L'énergie par phototube ε_i est définie par :

$$(86) \quad \varepsilon_i = (\bar{t}_p - \bar{t}_0) \sum_{j=1}^{N_p} A_j$$

où N_p est le nombre d'impulsions enregistrées par le phototube, A_j l'amplitude de l'impulsion, \bar{t}_p le temps moyen des impulsions sur ce phototube et \bar{t}_0 le temps moyen des impulsions enregistrées sur la ligne. La différence $\bar{t}_p - \bar{t}_0$ est reliée à la distance parcourue par le photon et corrige l'amplitude des effets de l'absorption.

Cette variable ε_i est calculée sur chacun des phototubes ayant reçu au moins 2 coups ($N_i > 2$). L'impulsion moyenne par impulsion ε est définie comme la valeur moyenne des ε_i :

$$(87) \quad \varepsilon = \frac{1}{\sum_{i=1}^{N_{pm}} N_p} \sum_{p=1}^{N_{pm}} \varepsilon_i$$

où N_{pm} est le nombre de phototubes utilisé pour calculer les ε_i et N_p le nombre d'impulsions enregistrées sur le phototube p .

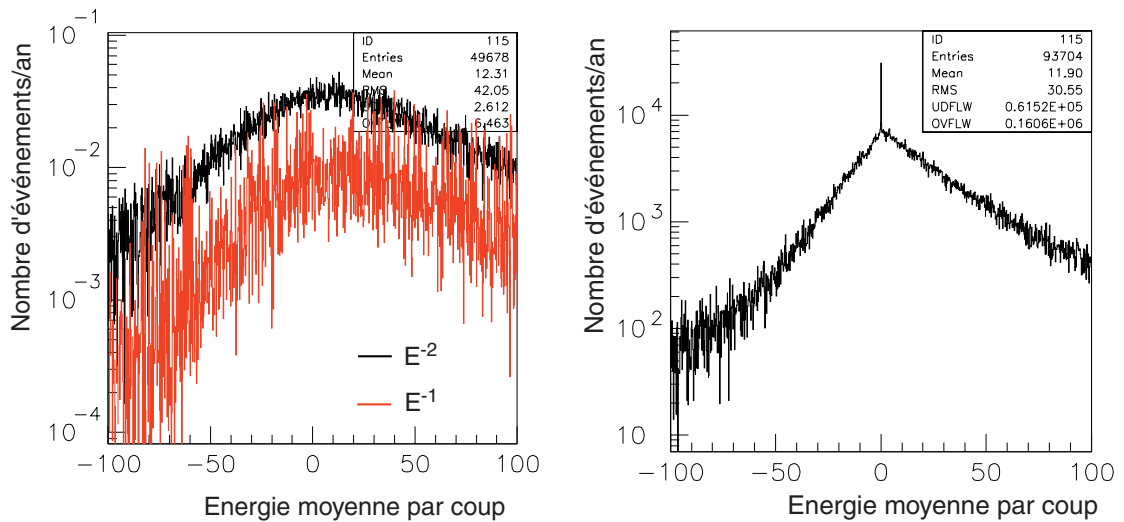


Figure F-5 : évolution du nombre d'événements par an en fonction de l'énergie moyenne par coup, pour le signal flux diffus à gauche et pour le bruit de fond associé aux muons atmosphériques (à droite). Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).

Ici encore, cette variable se révèle inefficace pour la discrimination entre le signal et les événements multi-muons comme le montre la Figure F-6.

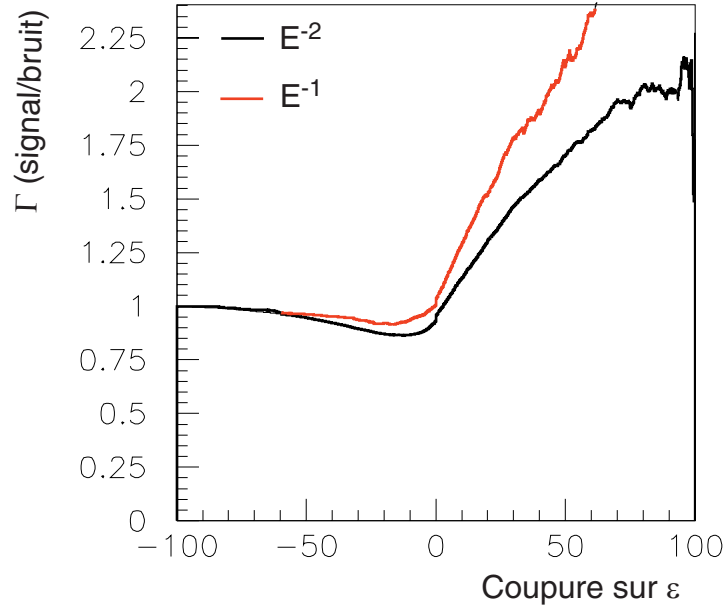


Figure F-6 : évolution du rapport Γ (rapport entre la fraction de signal conservée et la fraction de bruit de fond des muons atmosphériques conservée) en fonction de l'énergie moyenne par impulsion ε . Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).

F.1.4 La dispersion S

Dans un événement multimuon, les signaux enregistrés par les phototubes peuvent provenir de différentes traces, ce qui devrait induire une augmentation de l'étalement en temps des impulsions entre des événements à une trace et des événements multi-traces. Cet estimateur est appelé dispersion S. Cependant, cet effet est en compétition avec l'élargissement de la distribution en temps des impulsions induit par les pertes catastrophiques des muons de haute énergie issus de neutrinos cosmiques comme cela est visible sur la Figure D-11.

Cette variable S est définie à partir de l'écart quadratique moyen (RMS^{42}) sur chacun des phototubes, de la distribution de $A \cdot \Delta t$, où A est l'amplitude de l'impulsion (en nombre de photo-électrons) et Δt la différence entre le temps d'arrivée de l'impulsion et le temps moyen d'arrivée des impulsions sur le phototube considéré :

$$(88) \quad S = \frac{1}{N_{\text{pm}}} \sum_{N_{\text{pm}}} \text{RMS}(A \Delta t) = \frac{1}{N_{\text{pm}}} \sum_{p=1}^{N_{\text{pm}}} \sqrt{\frac{1}{N_p} \sum_{k=1}^{N_p} [A_k (t_k - \bar{t}_p)]^2}$$

où N_{pm} représente le nombre de phototubes, N_p le nombre d'impulsions et \bar{t}_p le temps moyen des impulsions enregistrées sur le phototube p, A_k l'amplitude et t_k le temps de l'impulsion.

L'amplitude A corrige le fait qu'une impulsion vue à N photo-électrons est constituée par l'intégration de N photons arrivés sur la photocathode dans un intervalle de temps trop court pour avoir été résolu. Les distributions de S pour le signal et les multi-muons sont montrées dans la Figure F-7.

Il apparaît que les événements multimuons ont une dispersion S plus faible que les événements mono-traces du flux diffus, contrairement à notre hypothèse de départ. Ceci s'explique par la plus basse énergie moyenne des multimuons. Comme expliqué au début de cette partie, des muons de plus haute énergie perdent principalement leur énergie lors de pertes catastrophiques. Ces pertes catastrophiques ont pour effet d'élargir et d'augmenter la proportion des impulsions arrivant en retard dans la distribu-

⁴² RMS : Root Mean Square

tion des résidus temporels des impulsions comme il a été expliqué au paragraphe D.2 et illustré dans la Figure D-11. Ceci a pour effet d'augmenter la valeur de la dispersion S de manière plus importante que l'effet d'une origine multiple des impulsions.

L'évolution de Γ avec une coupure sur S ($S > S^\ell$) montre cette fois-ci un clair maximum comme illustré sur la Figure F-8. Ce premier maximum situé à $S^\ell \sim 610$ permet de rejeter 99% du bruit de fond tout en conservant 44% du signal en E^{-2} (39% du signal en E^{-1}).

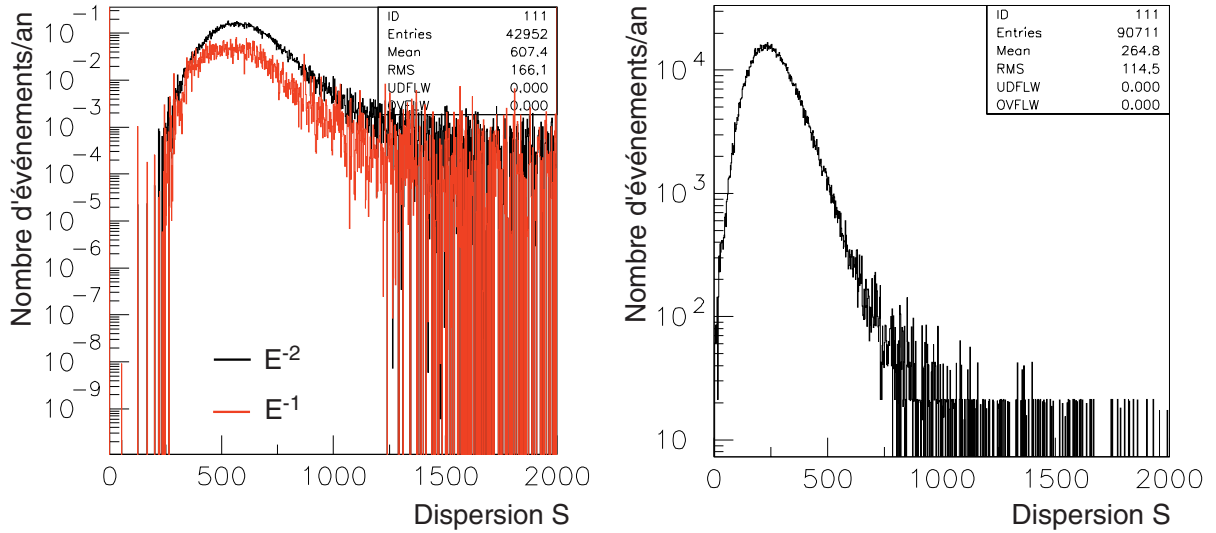


Figure F-7 : évolution du nombre d'événements par an en fonction de la dispersion S , pour le signal flux diffus (à gauche) et pour le bruit de fond constitué par les muons atmosphériques (à droite). Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).

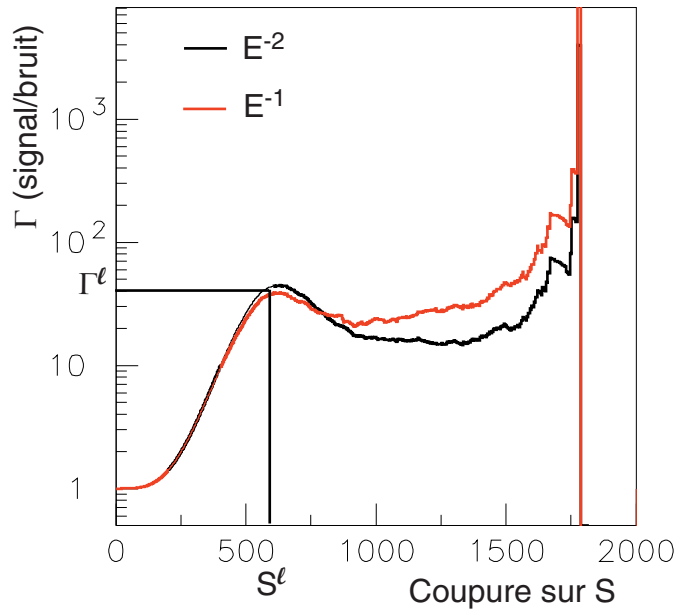


Figure F-8 : évolution du rapport Γ (rapport entre la fraction de signal conservée et la fraction de bruit de fond des muons atmosphériques conservée) avec la valeur de la coupure sur la dispersion S . Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).

Cette variable S est discriminante et conclut la liste des variables spécialement développées pour distinguer les événements liés au bruit de fond multi-muons de ceux liés au signal flux diffus.

F.1.5 Qualité de la reconstruction

La stratégie de reconstruction utilise une méthode de maximum de vraisemblance dont la valeur \mathcal{L} est représentative de la qualité de l'ajustement (voir D.4).

Par construction, cette valeur du maximum de vraisemblance \mathcal{L} (produit de probabilités) dépend du nombre d'impulsions utilisées lors de l'ajustement. Une des conséquences est de rendre $-\ln \mathcal{L}$ approximativement proportionnel au nombre d'impulsions utilisées comme le montre la Figure F-9.

Ceci va être corrigé en travaillant sur $-\ln \mathcal{L}$ divisé par le nombre d'impulsions utilisées pour l'ajustement (N_f) moins le nombre de paramètres à estimer, ici 5. Le fait de retrancher le nombre de paramètres à estimer permet de se ramener à l'expression d'un χ^2 dans le cas où la fonction densité de probabilité suit une loi gaussienne.

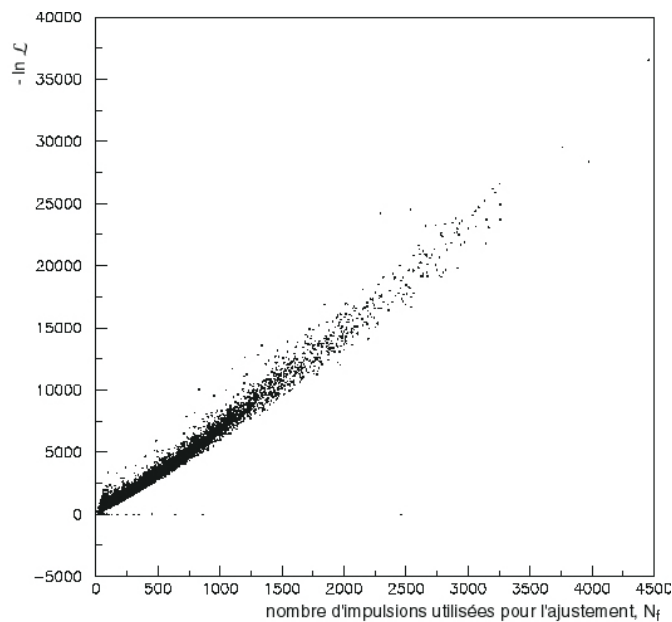


Figure F-9 : évolution de la valeur du maximum de vraisemblance avec le nombre d'impulsions utilisées pour l'ajustement.

Comme il était prévisible, la valeur du maximum de vraisemblance des événements multi-muons restants, qui sont des événements mal reconstruits, est globalement plus petite ($-\ln \mathcal{L}$ plus grand) que celle des événements du signal flux diffus, comme le montre la Figure F-10. Ceci fournit un critère de discrimination qui apparaît clairement dans la Figure F-11 sur l'évolution de Γ en fonction d'une coupure sur la valeur du maximum de vraisemblance ($-\ln \mathcal{L}/(N_f - 5) < \mathcal{L}^t$).

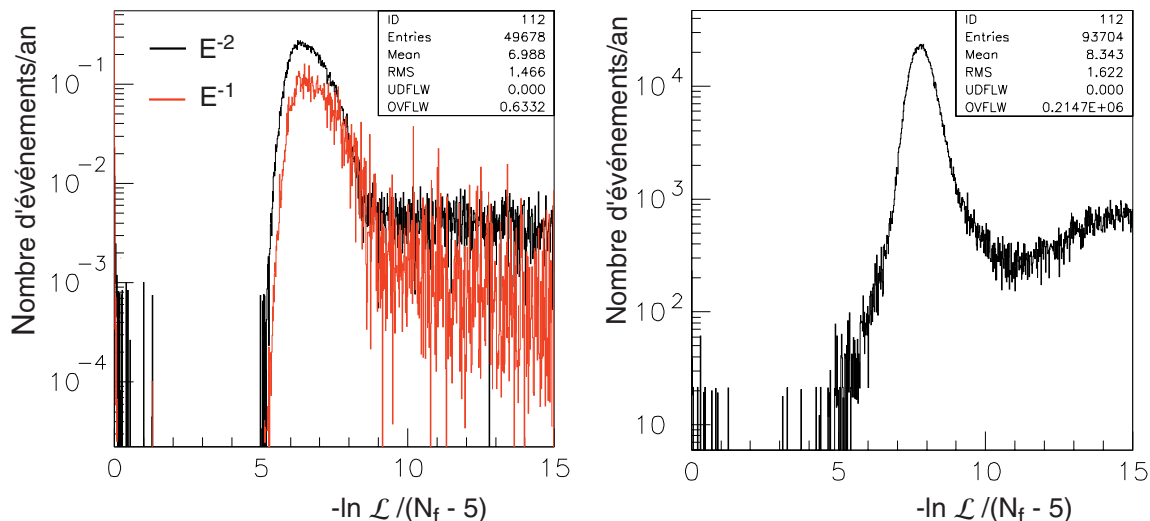


Figure F-10 : évolution du nombre d'événements en fonction de la valeur du maximum de vraisemblance, pour le signal flux diffus (à gauche) et pour le bruit de fond correspondant aux muons atmosphériques (à droite). Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).

Ainsi, l'évolution de Γ avec une coupure franche sur la qualité de la reconstruction est discriminant et offre un maximum bien visible aux alentours de $-\ln L / (N_f - 5) = 6,3$ permettant de rejeter 99,5% du bruit de fond et de garder 38% (29%) du signal en E^{-2} (E^{-1}) respectivement.

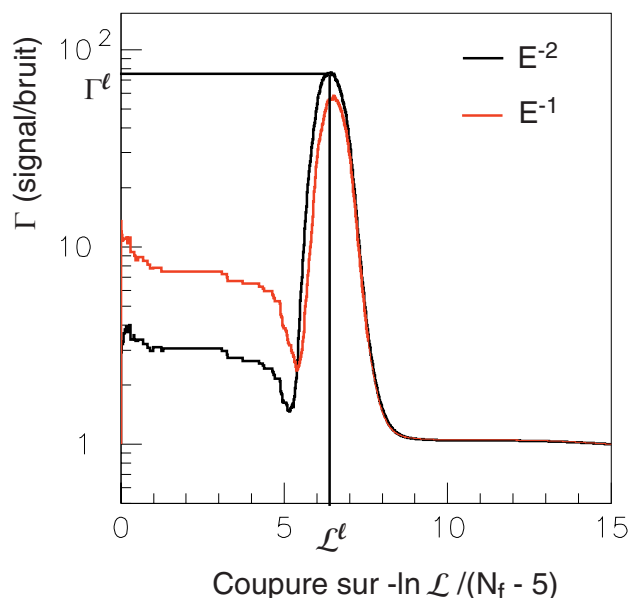


Figure F-11 : évolution du rapport Γ (rapport entre la fraction de signal conservée et la fraction de bruit de fond des muons atmosphériques conservée) en fonction de la coupure sur la valeur du maximum de vraisemblance. Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).

F.1.6 Valeur de l'énergie reconstruite

La dernière variable potentiellement discriminante est l'énergie reconstruite. En effet, les muons atmosphériques ont, en moyenne, des énergies plus faibles que ceux issus des neutrinos du fond diffus : les événements multi-muons devraient ainsi être reconstruits à plus basse énergie. Pourtant, comme le montrent la Figure F-12 et la Figure F-13 la discrimination est possible mais reste peu efficace : l'estimateur d'énergie est trop sensible à la qualité de la reconstruction.

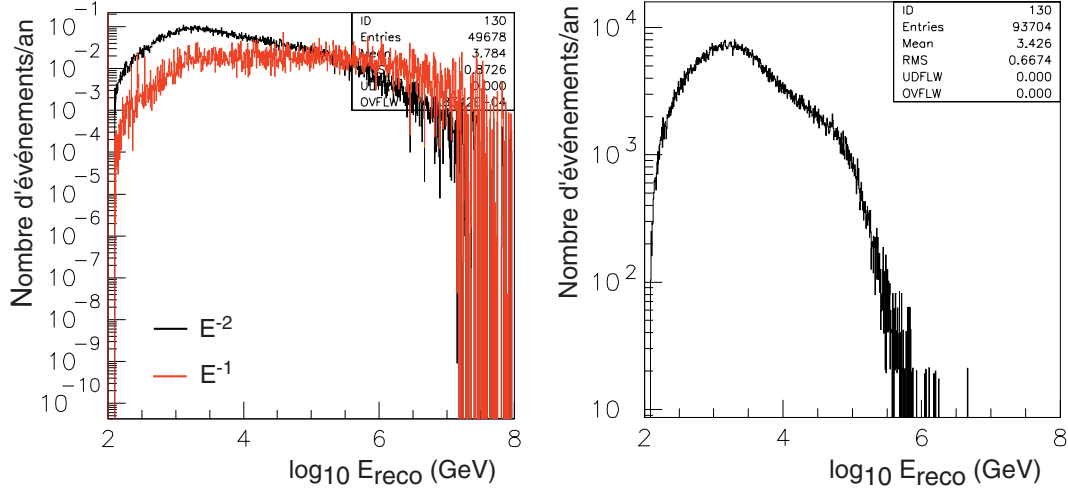


Figure F-12 : évolution du nombre d'événements par an en fonction de l'énergie reconstruite, pour le signal flux diffus (à gauche) et pour le bruit de fond constitué par les muons atmosphériques (à droite). Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).

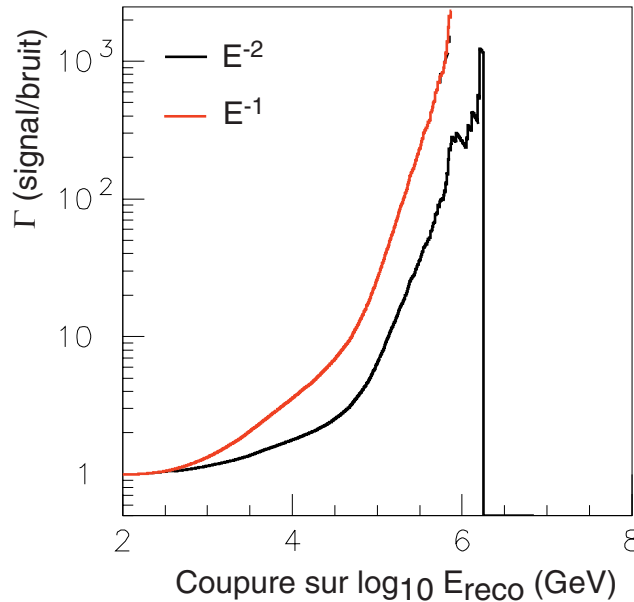


Figure F-13 : évolution du rapport Γ (rapport entre la fraction de signal conservée et la fraction de bruit de fond des muons atmosphériques conservée) en fonction de la coupure sur la valeur de l'énergie reconstruite. Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).

F.2 Discrimination entre neutrinos atmosphériques et neutrinos des flux diffus

Comme il a été mentionné lors de l'introduction à ce chapitre, la discrimination entre neutrinos des flux diffus et neutrinos atmosphériques se fait grâce à la différence de pente du spectre à haute énergie, un excès d'événements de haute énergie signant la présence du flux diffus de neutrinos. Ceci n'est possible qu'avec une bonne reconstruction de l'énergie (voir D.5.2). La qualité de la reconstruction en énergie est liée à la qualité de la reconstruction des traces comme le montre la Figure F-14.

En effet, une coupure sur la valeur du maximum de vraisemblance améliore la qualité de la reconstruction des directions des traces et la résolution en énergie. La Figure F-15 montre qu'une résolution équivalant à un facteur 3 sur l'énergie du muon est obtenue avec une coupure sur $-\ln \mathcal{L} / (N_f - 5) \sim 6,7$. Une coupure sur la valeur du maximum de vraisemblance a donc deux intérêts :

1. rejeter les événements muons atmosphériques ;
2. sélectionner des événements bien reconstruits, aussi bien en direction qu'en énergie.

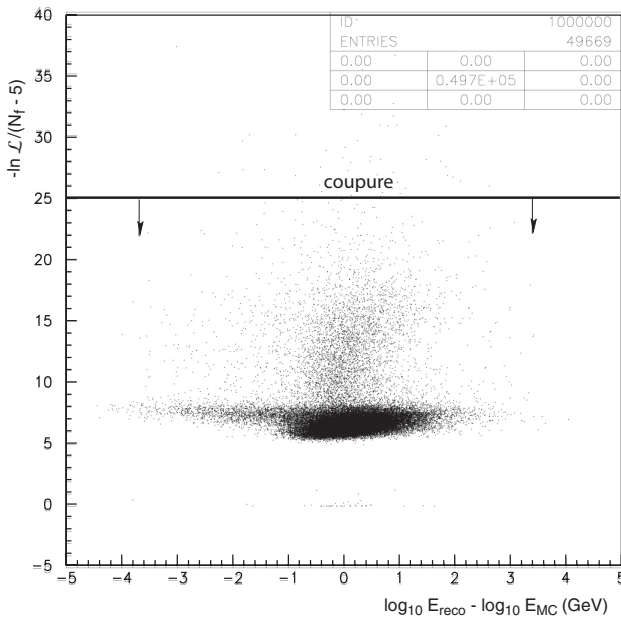


Figure F-14 : évolution de la valeur du maximum de vraisemblance (en réalité $-\ln \mathcal{L} / (N_f - 5)$) en fonction de l'erreur commise sur l'estimation de l'énergie. La ligne définit une coupure sur la valeur du maximum de vraisemblance (voir le texte).

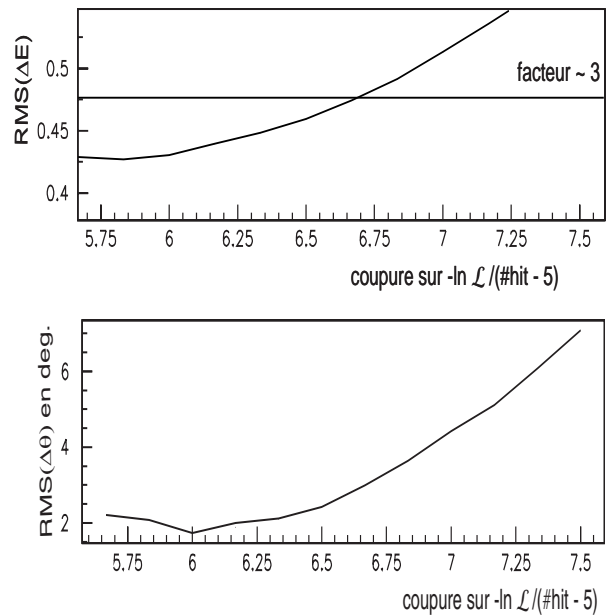


Figure F-15 : évolution de la RMS sur la distribution de l'erreur commise sur l'estimation du logarithme de l'énergie (en haut) et sur l'estimation de l'angle zénithal θ (en bas) en fonction de la coupure sur la valeur du maximum de vraisemblance. La ligne, sur la figure du haut, illustre une résolution en énergie équivalente à un facteur 3 sur l'énergie du muon.

F.3 Critères de sélection finals

Le nombre d'impulsions, la dispersion S et la valeur du maximum de vraisemblance \mathcal{L} sont les meilleurs critères pour rejeter le bruit de fond des muons et des neutrinos atmosphériques.

Le Tableau F-1 rappelle quel est le taux d'événements attendus pour les événements reconstruits, reconstruits montants et reconstruits en énergie.

Le modèle de flux diffus retenu pour étudier les critères de sélection finals est la limite supérieure de Waxman et Bahcall [74] dont le spectre évolue en E^{-2} . Le modèle de flux de neutrinos atmosphériques utilisé est le modèle de Bartol [57]. Il n'inclut pas de prédiction sur les neutrinos « prompts ».

Sélection Type	reconstruits	+ montants	+ reconstruits en énergie
Muons atmosphériques	~ 46 171 000	3 867 560	1 901 500
Neutrinos atmosphériques (Bartol [57])	14 636 (généré uniquement montant)	13 960	6 595
Flux diffus (Waxman Bahcall [74])	37,47	36,3	27,9

Tableau F-1 : évolution du nombre d'événements détectés par an dans ANTARES pour chaque type d'événement en fonction de différents critères de sélection. Seuls les événements montants sont sélectionnés pour rejeter le bruit de fond des muons atmosphériques et la reconstruction en énergie est nécessaire pour la reconstruction des spectres en énergie des neutrinos atmosphériques et des modèles de flux diffus.

Comme montré aux paragraphes précédents, potentiellement la variable la plus discriminante est le nombre d'impulsions, suivie de la dispersion S et de l'évolution du maximum de vraisemblance $-\ln \mathcal{L} / (N_f - 5) \sim 6,7$. Les Figure F-16, Figure F-17 et Figure F-18 montrent que ces variables ne sont pas ou peu corrélées. Il faut alors définir une série de coupures qui rendent le bruit de fond négligeable tout en conservant une partie significative du signal flux diffus.

La sélection retenue dans le plan (S , nombre d'impulsion N_i), est illustrée sur la Figure F-18. Elles permettent de rejeter 99,2 % du bruit de fond des multi-muons tout en conservant 69 % du signal flux diffus ($\Gamma \sim 82$). Néanmoins, après ces coupures il reste encore ~16 000 événements muons atmosphériques. La résolution en énergie est de l'ordre de 0,66 en log, ce qui représente un facteur 4,6 sur l'énergie. Il est donc nécessaire de l'améliorer.

Une coupure sur la valeur du maximum de vraisemblance apparaît tout à fait appropriée pour effectuer ce travail. La coupure retenue est montrée sur la Figure F-19. Cette nouvelle sélection permet de rejeter encore 99,4% des multi-muons restants et de conserver 41,9 % du signal initial. De plus, la résolution en énergie est maintenant de 0,47 (facteur 3) ce qui est raisonnable pour reconstruire convenablement les spectres.

Le Tableau F-2 résume les différents critères de sélection mis en place jusqu'alors ainsi que l'évolution du taux d'événements pour les différents types au fur et à mesure que les sélections sont appliquées. La faible statistique de multi-muons dont nous disposons pose quelques problèmes. Ces origines ont été expliquées dans D.1.3.1. A la suite des différentes coupures il reste 5 événements simulés ce qui représentent un taux de 75 événements par an. Il se trouve que ces événements sont de faibles énergies, en dessous de 7 TeV.

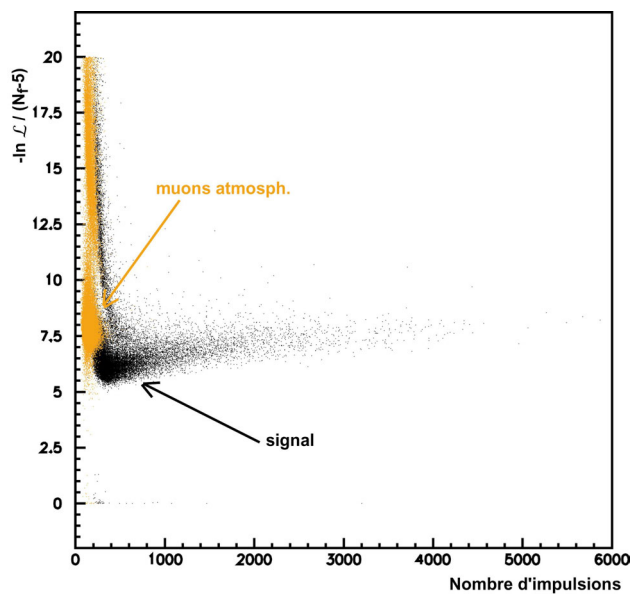


Figure F-16 : évolution de la valeur du maximum de vraisemblance en fonction du nombre d'impulsions de l'événement.

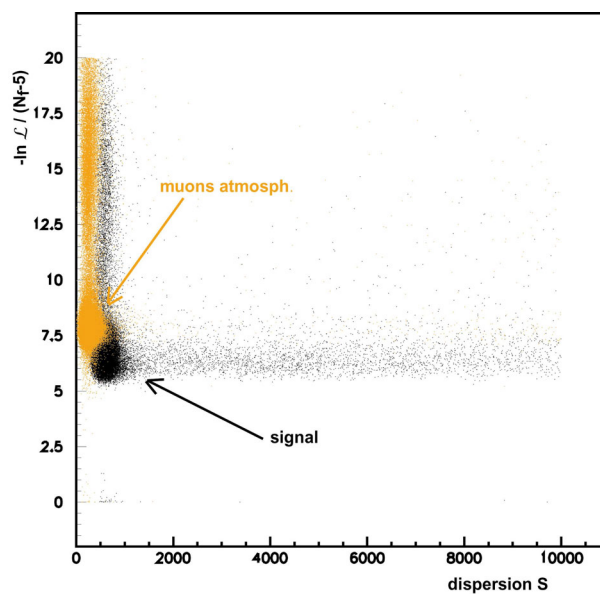


Figure F-17 : évolution de la valeur du maximum de vraisemblance en fonction de la dispersion S de l'événement.

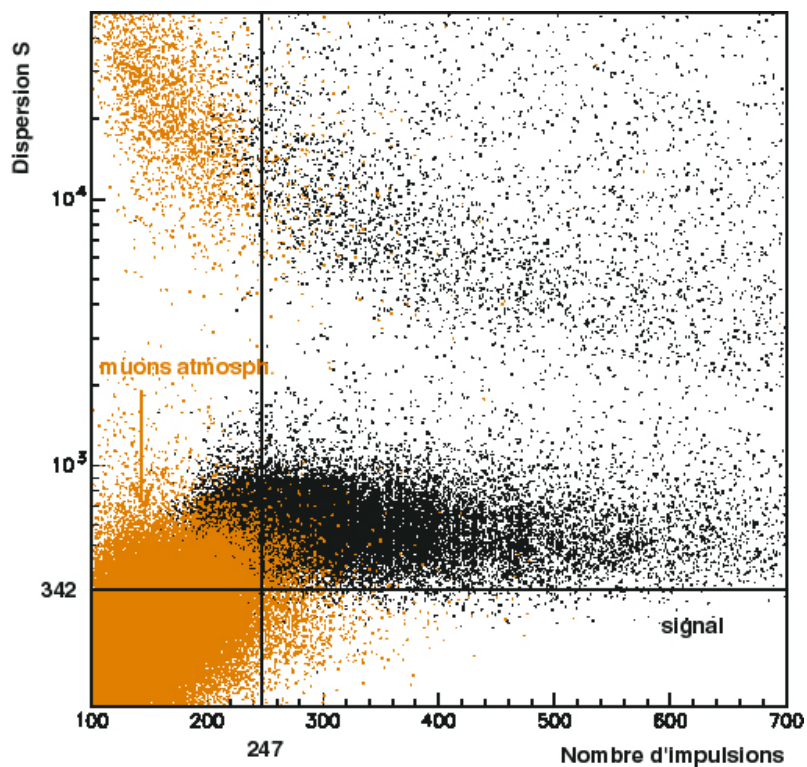


Figure F-18 : évolution de la dispersion S avec le nombre d'impulsions. Les lignes noires représentent les coupures appliquées : un nombre d'impulsions supérieur à 247 et une dispersion S supérieure à 342.

Type Sélection	Signal flux diffus (WB98)	Neutrinos atmosphériques (Bartol)	Multi-muons
Reconstruits montants	36,3 [68 997]	13 960 [68 997]	3 867 560 [182 004]
+ reconstruits en énergie	27,9 [49 678]	6 595 [49 678]	1 901 500 [93 704]
+ $N_i > 247$ & $S > 342$	19,1 [34 415]	1 613 [34 415]	16 076 [855]
$-\ln \mathcal{L} / (N_f - 5) < f(E_{\text{reco}})$	11,9 [21 566]	576,2 [21 566]	75 [5]

Tableau F-2 : évolution du nombre d'événements par an des différents types d'événements en fonction des différents critères de sélection appliqués. Les chiffres entre crochets [] représentent le nombre d'événements simulés restants. Ce nombre permet de donner une estimation de la signification statistique du taux d'événements donné.

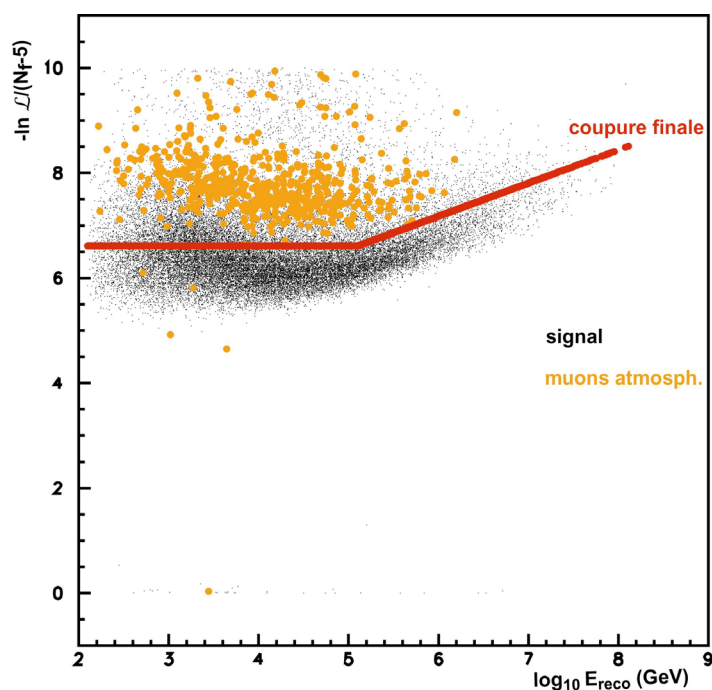


Figure F-19 : choix de la coupure sur la valeur du maximum de vraisemblance. Cette coupure permet de rejeter un grand nombre de multi-muons et d'améliorer la résolution en énergie.

Dans la suite de l'analyse, une coupure en énergie optimale devra être définie de manière à séparer le bruit de fond des neutrinos atmosphériques du signal flux diffus : cela permettra d'établir la sensibilité du détecteur à un flux diffus de neutrinos. Cette coupure va se trouver proche de l'endroit où le flux des muons issus des neutrinos atmosphériques devient comparable à celui issu du flux diffus : ceci a lieu aux alentours de 50 TeV. Dans cette gamme d'énergie, les 75 événements multimuons restants ($E < 7$ TeV) ne gênent pas l'analyse et aucune nouvelle coupure ne doit être appliquée pour les éliminer.

Il est tout de même raisonnable d'essayer d'estimer l'évolution du nombre d'événements multi-muons en fonction de l'énergie en essayant de s'affranchir des effets dûs à la faible statistique.

F.3.1 Nombre d'événements muons atmosphériques

Le nombre d'événements muons atmosphériques restants après application de toutes les coupures peut être estimé en partant du spectre en énergie reconstruit de ces événements avec une sélection moins sévère en l'occurrence la sélection des événements reconstruits montants. Ceci permet de résoudre le problème dû à la faible statistique obtenue avec les sélections finales.

A partir de la Figure F-20, qui montre le spectre des muons atmosphériques, deux conclusions peuvent être tirées :

- la forme du spectre est relativement peu changée par les différentes coupures ;
- la distribution peut être, en première approximation, approchée par trois lois de puissance :

$$(89) \quad \frac{dN}{dE} = I_0 E_{\text{reco}}^{-\gamma}, \quad E_i < E_{\text{reco}} < E_{i+1} \quad i = 1, 2, 3$$

Les valeurs des paramètres I_0 et γ utilisés pour reproduire le spectre des multi-muons dans les 3 différentes régions sont indiquées dans le Tableau F-3.

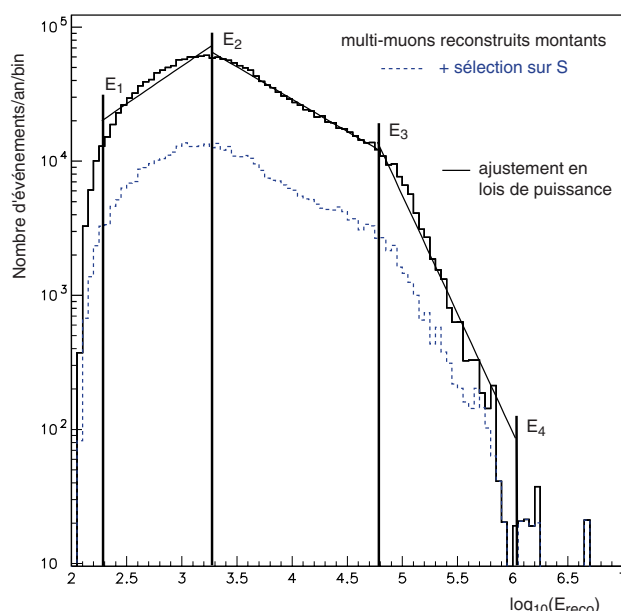


Figure F-20 : spectre des multi-muons en fonction de l'énergie reconstruite pour des événements reconstruits montants sur lequel est indiqué l'ajustement du spectre par trois lois de puissance. L'effet des coupures sur le nombre d'impulsions ou sur S est également illustré.

Région ($\log_{10}E_{\text{reco}}$)	I_0	γ
2,25 – 3,25	1 062	-0,56
3,25 – 4,75	$0,24 \cdot 10^7$	0,48
4,75 – 6	$0,38 \cdot 10^{13}$	1,77

Tableau F-3 : paramètres utilisés pour reproduire le spectre des multi-muons.

La forme du spectre étant en première approximation conservée par les différentes coupures, le spectre des muons atmosphériques n'évolue que par un facteur d'échelle α après l'application des sélections.

Une estimation de ce facteur d'échelle est donnée par le rapport du nombre d'événements par an avant et après coupure : $\alpha \sim 75 / 1\,901\,500 \sim 3,9 \cdot 10^{-5}$.

Le nombre d'événements par an $N_{\text{multi}}^{\text{sel}}(E > E_0)$ au-dessus d'une certaine énergie de seuil E_0 après application des sélections peut ainsi être estimé à partir de la relation suivante :

$$(90) \quad N_{\text{multi}}^{\text{sel}}(E > E_0) \approx \alpha N_{\text{multi}}(E > E_0) \approx \alpha \int_{E_0}^{\infty} \frac{dN}{dE_{\text{reco}}} dE_{\text{reco}}$$

où dN/dE_{reco} peut être remplacé par les lois de puissance (voir formule (89)) et où la largeur des intervalles en énergie doit être prise en compte (ici, 100 intervalles ont été utilisées entre 10^2 et 10^7 GeV).

Les résultats obtenus par cette méthode sont comparés au nombre d'événements par an attendu pour le flux diffus de Waxman et Bahcall et pour les neutrinos atmosphériques dans le Tableau F-4 pour 3 énergies seuils E_0 .

Type Seuil en E_{reco}	Multi-muons	Flux diffus (WB98)	Neutrinos atmosphériques (Bartol)
$E_0 > 1 \text{ TeV}$	< 46	10,6	328
$E_0 > 10 \text{ TeV}$	< 14	6,1	51,8
$E_0 > 50 \text{ TeV}$	< 3	3	7,62

Tableau F-4 : évolution du nombre d'événements par an en fonction de leur type et de trois seuils en énergie E_0 . Ces valeurs ont été obtenues en utilisant l'approximation en lois de puissance du spectre et le facteur d'échelle α .

Dès 1 TeV, la contribution des muons atmosphériques au bruit de fond devient faible comparée à celle des neutrinos atmosphériques et reste de l'ordre de l'incertitude sur le flux de neutrinos atmosphériques (de l'ordre de 20%). Les événements muons atmosphériques restants seront effectivement négligés dès que l'énergie est supérieure à 10 TeV.

Avec les coupures précédentes, les spectres reconstruits (établis avec l'énergie reconstruite des muons) sont proches des spectres réels. Ils sont présentés sur la Figure F-21 pour les neutrinos atmosphériques (Bartol [57]) d'une part et le flux diffus (WB98 [74]) d'autre part.

Comme il était prévisible, la reconstruction des spectres est ici légèrement moins bonne que ce qui a été présenté dans D.5.4 mais le nombre d'événements est plus important. En effet, les objectifs poursuivis ne sont pas les mêmes : dans le paragraphe D.5.4 les critères de sélection ont été définis de manière à ne conserver que des traces parfaitement reconstruites permettant d'atteindre une très bonne résolution angulaire et d'étudier les performances des estimateurs d'énergie indépendamment de celles de la reconstruction des traces. Ici, les critères de sélection sont définis de manière à avoir le meilleur rapport signal sur bruit. La Figure F-22 permet de comparer les deux spectres reconstruits.

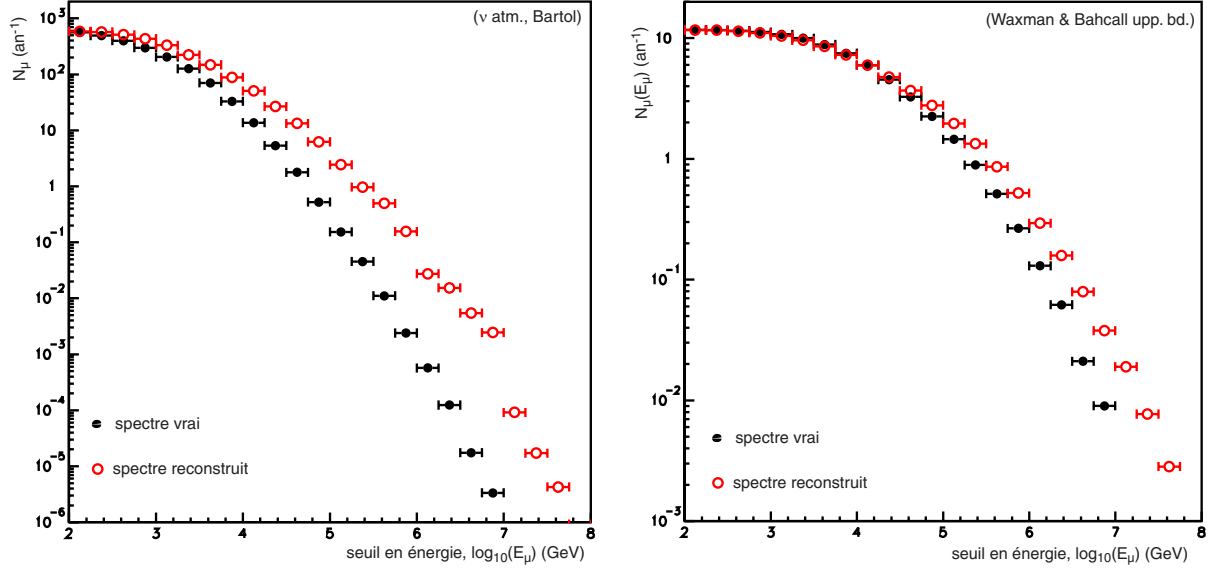


Figure F-21 : comparaison entre les spectres vrais et reconstruits du nombre d'événements au-dessus d'un certain seuil en énergie pour les neutrinos atmosphériques et les flux diffus. Celle de gauche représente le spectre des neutrinos atmosphériques (Bartol [57]) et celle de droite celui du flux diffus, modèle de Waxman et Bahcall (WB98 [74]).

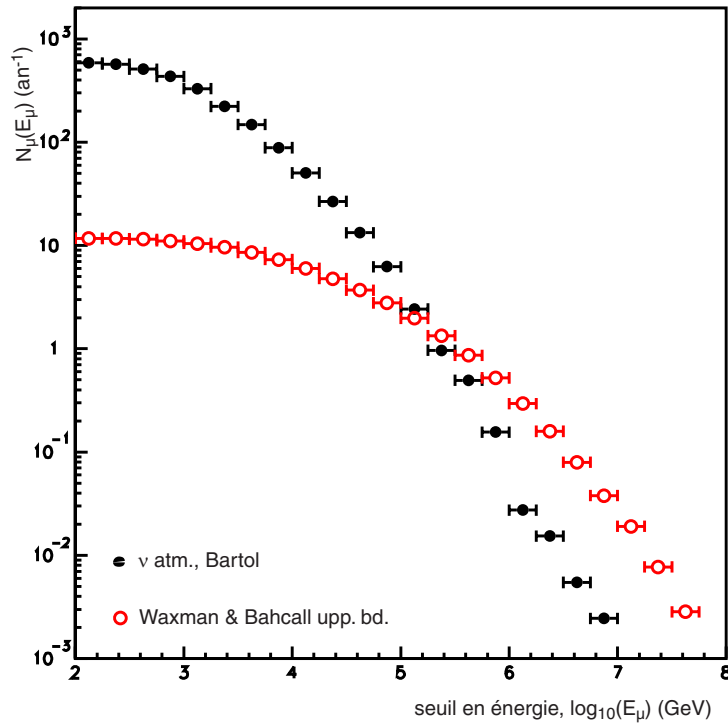


Figure F-22 : comparaison entre les spectres intégrés reconstruits des neutrinos atmosphériques et du flux diffus de Waxman et Bahcall.

F.3.2 Performances après sélection des événements

Les performances des critères de sélection utilisés jusqu'à présent vont être évaluées en mesurant le changement dans la surface effective, en neutrinos ou en muons, entre les événements reconstruits et les événements sélectionnés. Ces deux quantités définies dans C.1.3.2 permettent d'intégrer les effets

subis par les neutrinos avant leur détection. Elle intègre aussi tous les paramètres liés à l'efficacité du détecteur et aux propriétés optiques du milieu. Cette surface effective est déterminée à partir d'une simulation complète des événements.

La surface effective pour les neutrinos en fonction de l'énergie du neutrino, après la reconstruction et après la sélection des événements, est illustrée sur la Figure F-23. Les deux courbes diffèrent d'un facteur 5 à 1 TeV. L'efficacité des sélections et la surface effective sont d'autant meilleures que l'énergie augmente car cette analyse optimise la recherche d'un signal à haute énergie. Cette surface effective est également supérieure à celle obtenue par l'application des critères de sélection génériques (voir D.4.5) montrée sur la Figure D-15. Ceci s'explique par le fait que les critères de sélection définis pour cette analyse sont plus lâches. En effet, elle ne nécessite pas une bonne résolution angulaire mais une bonne résolution en énergie.

La Figure F-24 montre cette fois l'évolution de la surface effective pour les muons en fonction de l'angle zénithal du muon pour différentes décades en énergies, au niveau de la reconstruction et de la sélection des événements.

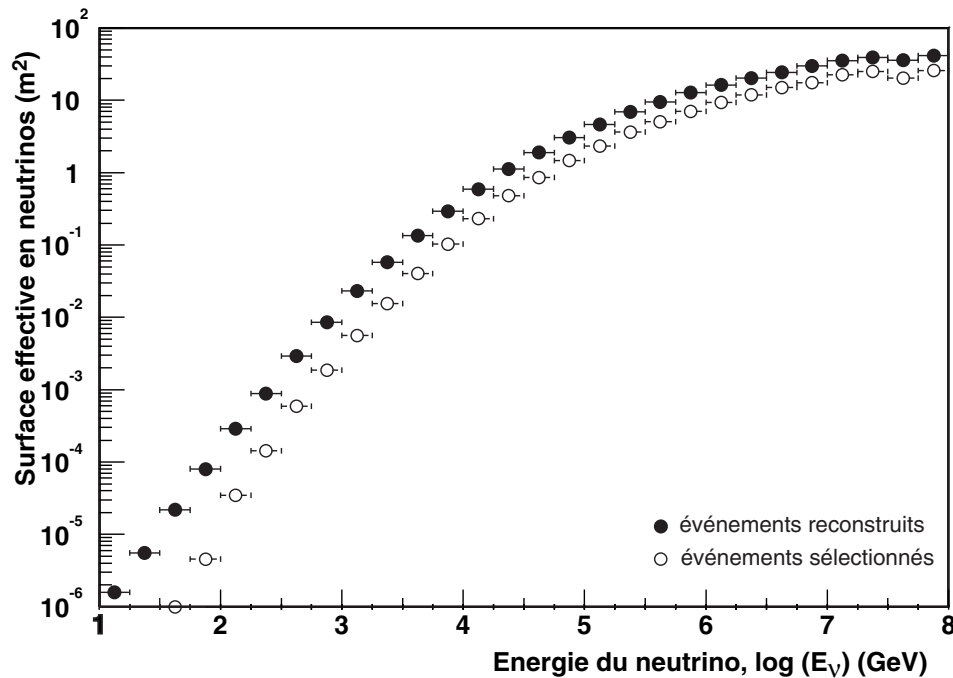


Figure F-23 : évolution de la surface effective en neutrinos en fonction de l'énergie du neutrino. La courbe supérieure représente la surface effective associée aux événements reconstruits et la courbe inférieure celle associée aux événements sélectionnés par les coupures définies dans F.3.

La quantité $A_v^{\text{eff}} d\Phi_v/dE_v$ représente directement le nombre d'événements enregistrés par le détecteur par unité de temps pour un flux de neutrinos incidents $d\Phi_v/dE_v$. Cette méthode est donc une alternative rapide à une repondération de chacun des événements et donne une bonne estimation des taux d'événements attendus. Ainsi, en utilisant la Figure F-23, il est possible d'obtenir rapidement une estimation du nombre d'événements par an reconstruits ou sélectionnés une fois le flux de neutrinos fixé (c'est-à-dire le modèle).

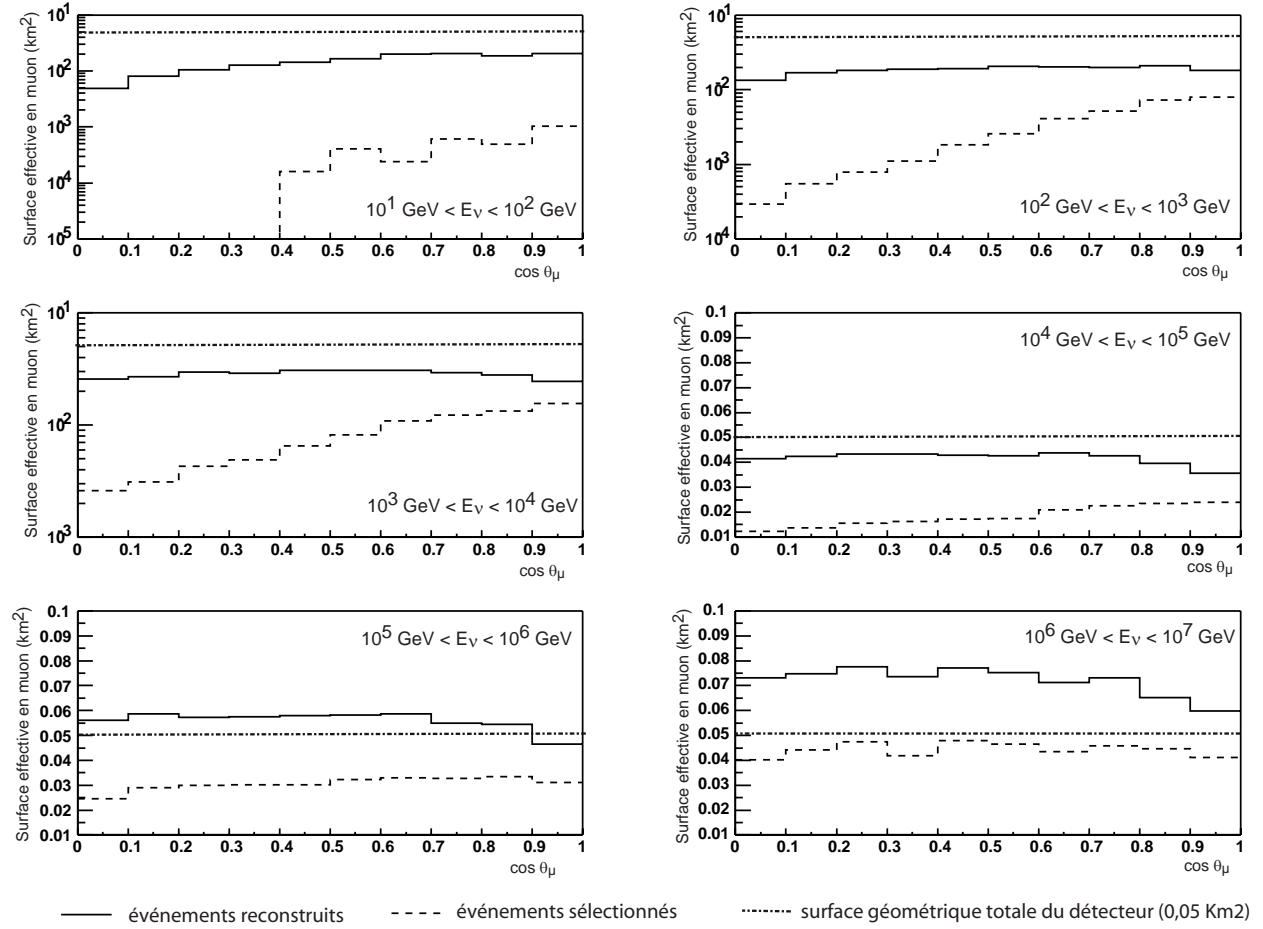


Figure F-24 : évolution de la surface effective en muons en fonction de l'énergie des neutrinos et de l'angle vrai des muons pour les événements reconstruits et les événements sélectionnés.

F.4 Méthode de calcul de la sensibilité

La sensibilité d'une expérience est obtenue à partir d'une distribution des événements liés au bruit de fond. Ce calcul est donc très général et peut s'appliquer à toute variable discriminante. Dans le cas d'ANTARES, cette variable peut être le nombre d'événements attendus au-dessus d'un certain seuil en énergie E_0 , l'amplitude totale des signaux des phototubes enregistrée par événement... Dans cette partie, nous prendrons comme variable discriminante le nombre d'événements intégrés au-dessus d'une certaine énergie E_0 du muon.

Avant d'expliquer comment s'effectue le calcul de la sensibilité d'une expérience, des concepts généraux de statistique vont être rappelés.

La probabilité d'observer N événements sachant qu'en moyenne une expérience en observera n est donnée par la loi de Poisson :

$$(91) \quad P(N | n) = \frac{n^N}{N!} e^{-n}$$

De la même façon, la probabilité d'observer N événements sachant que le bruit de fond moyen est b et que le signal moyen est s , est également donnée par la loi de Poisson :

$$(92) \quad P(N | n = b + s) = \frac{(b + s)^N}{N!} e^{-(b + s)}$$

Le niveau de confiance $\mathcal{C}_N(n)$ de cette observation de N événements ou « confidence level » en anglais est défini comme étant la probabilité d'observer N ou plus :

$$(93) \quad 1 - \mathcal{C}_N(n) = \sum_{i=0}^N P(i | n = b + s) ; i \text{ entier}$$

Ces définitions de statistique vont être mises en pratique dans la description des deux méthodes permettant de déterminer la sensibilité d'une expérience. Dans tous les cas, le but recherché est de déterminer un paramètre à l'aide de plusieurs mesures, la distribution de celles-ci dépendant de ce paramètre. Il existe deux interprétations principales des probabilités dans l'analyse de données : l'interprétation fréquentiste selon laquelle la probabilité est la fréquence relative des mesures et l'interprétation subjective (ou Bayésienne) selon laquelle la probabilité associée à une hypothèse sur la valeur vraie du paramètre mesuré est une mesure de notre degré de croyance. L'approche bayésienne sera ici appelée méthode « standard » et est décrite dans F.4.1. La méthode de Feldman et Cousins utilise une approche fréquentiste, elle est décrite dans F.4.2.

F.4.1 Approche Bayésienne : méthode standard

La mise en place d'une limite supérieure sous-entend de se placer dans l'hypothèse d'une non observation de signal. Elle est donc déterminée uniquement à partir de la connaissance du bruit de fond b .

En effet, la seule quantité connue est celle de b , le bruit de fond moyen au-dessus d'une certaine énergie de seuil E_0 . Cette valeur est fournie par le Monte-Carlo. Dans ANTARES, un nombre d'événements N va être mesuré au-dessus de la même coupure en énergie E_0 .

La limite sur le nombre moyen d'événements de signal s qui pourra être déduite de la mesure de N événements pour un bruit de fond b est obtenue en recherchant quel est le nombre moyen d'événements $n_\ell = b + s_\ell$ qui permet d'associer à cette observation particulière une probabilité de $(1 - \mathcal{C}_\ell)\%$ de provenir d'une fluctuation du bruit. Le nombre moyen d'événements n_ℓ est défini par les conditions suivantes :

$$(94) \quad 1 - \mathcal{C}_N(n_\ell) = \sum_{i=0}^N P(i | n_\ell) \text{ et } \mathcal{C}_N(n_\ell) > \mathcal{C}_\ell$$

Comme $n = b + s$ et que b est donnée par le Monte-Carlo, la résolution de l'équation (94) revient à chercher le nombre moyen de signal s_ℓ qui permet de vérifier l'égalité :

$$(95) \quad 1 - \mathcal{C}_N(n_\ell = b + s_\ell) = \sum_{i=0}^N P(i | n_\ell = b + s_\ell) \text{ et } \mathcal{C}_N(n_\ell) > \mathcal{C}_\ell$$

La résolution de l'équation (94) ou (95) nécessite également de se fixer au préalable le niveau de confiance \mathcal{C}_ℓ (par exemple 90 %).

Le s_ℓ représente le nombre d'événements moyen de signal qui doit être observé pour permettre d'attribuer l'observation des N événements à une observation de signal avec une probabilité de $\mathcal{C}_\ell\%$.

De manière à prendre en compte toutes les observations possibles (tous les N possibles) et de les inclure en tenant compte de leur probabilité d'occurrence $P(N | n = b)$ pour un bruit de fond connu b , la sensibilité est définie à partir d'un calcul de valeur moyenne.

Pour cela, à chaque observation N possible le s_ℓ et la probabilité d'avoir effectué cette observation avec un bruit de fond moyen b , $P(N | n = b)$, sont calculés par la formule (95) dans le premier cas et par la loi de Poisson définie dans l'expression (92) dans le deuxième. Ceci permet de définir un nombre moyen d'événements de signal $\langle s_\ell \rangle$ qui doit être observé pour permettre d'attribuer l'observation

de N événements dans \mathcal{C}_ℓ % des cas à une observation de signal en prenant en compte tous les cas de figure expérimentaux possibles avec leur probabilité d'occurrence :

$$(96) \quad \langle s_\ell \rangle = \sum_{N=0}^{\infty} s_\ell P(N | n = b)$$

Cet exercice doit être répété pour chaque seuil en énergie E_0 . C'est à dire qu'à chaque valeur de E_0 correspond, bien entendu, un b particulier mais également un $\langle s_\ell \rangle$ particulier. C'est l'étude de l'évolution de $\langle s_\ell \rangle$ avec E_0 qui permettra de dire quel est le E_0 permettant d'atteindre la meilleure sensibilité.

Une autre méthode appelée méthode de Feldman et Cousins permet d'avoir également accès à un $\langle s_\ell \rangle$.

F.4.2 Approche fréquentiste : méthode de Feldman et Cousins

Feldman et Cousins [108], utilisant la construction de Neyman [109], proposent une nouvelle méthode pour déterminer les intervalles de confiance. Cette méthode permet de passer, naturellement, de la limite supérieure sur une quantité à l'estimation de cette quantité (donner un intervalle qui inclut la quantité avec une probabilité égale au niveau de confiance \mathcal{C}_ℓ).

Dans notre cas, comme dans la méthode standard, le Monte Carlo prédit une valeur moyenne du bruit de fond attendu b associé à un seuil en énergie E_0 particulier. La méthode développée par Feldman et Cousins nécessite de parcourir, pour chaque valeur vraie du nombre d'événements moyen de signal s , les différentes valeurs du nombre d'événements observés N . Cette méthode est alors basée sur un principe d'ordre qui permet d'établir l'intervalle de confiance.

En effet, chacune des observations associées à un N doit être classée suivant un ordre bien défini permettant d'extraire l'intervalle de confiance recherché. Pour cela, le rapport R est défini comme le rapport de la probabilité d'observer N avec $n = b + s$ divisé par la probabilité maximale pour la même valeur de $b + s$:

$$(97) \quad R = \frac{P(N | n = b + s)}{P_{\max}} \quad \text{avec} \quad P_{\max} = P(N = n | n = b + s)$$

Les observations sont classées suivant la valeur du rapport R du plus grand au plus petit. La construction de l'intervalle de confiance se fait de la manière suivante :

1. se donner un niveau de confiance \mathcal{C}_ℓ ;
2. ordonner les expériences (les N) par valeur de R décroissant ;
3. sommer les probabilités d'avoir observé N avec $n = b + s$ en suivant la relation d'ordre précédente ;
4. s'arrêter quand cette somme dépasse le niveau de confiance \mathcal{C}_ℓ .

L'intervalle de confiance à \mathcal{C}_ℓ % sur N [$N_\ell^{\min}(s)$; $N_\ell^{\max}(s)$], pour une valeur de s fixée, est donné par les 2 valeurs de N qui ont le rapport R le plus faible. Ce premier travail permet de construire la Figure F-25 en calculant l'intervalle [$N_\ell^{\min}(s)$; $N_\ell^{\max}(s)$] pour chacune des valeurs de s .

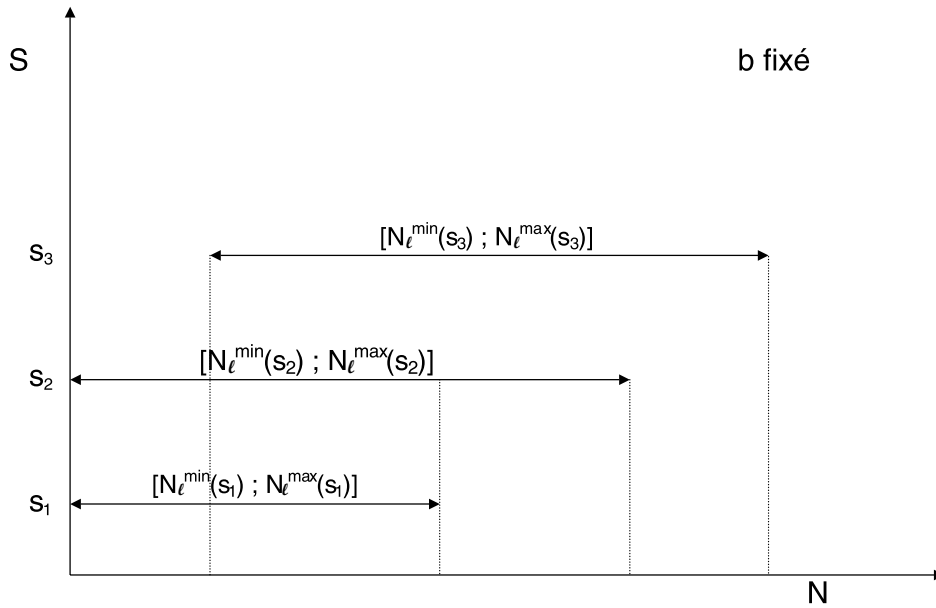


Figure F-25 : construction de l'intervalle de confiance $[N_{\ell}^{\min}(s) ; N_{\ell}^{\max}(s)]$ sur le nombre d'événements observés N pour chaque valeur du nombre d'événements moyen de signal s (valeur moyenne du nombre d'événements de bruit de fond b et une valeur du niveau de confiance \mathcal{C}_{ℓ} fixées) par la méthode de Feldman et Cousins.

Ce résultat peut ensuite être réinterprété comme un intervalle de confiance à \mathcal{C}_{ℓ} % sur s en inversant le sens de lecture. A chaque N est maintenant associé un intervalle de confiance à \mathcal{C}_{ℓ} % sur s $[s_{\ell}^{\min}(N), s_{\ell}^{\max}(N)]$, comme illustré sur la Figure F-26. Ces deux bornes déterminent une région dans laquelle la probabilité d'inclure la valeur vraie de s est \mathcal{C}_{ℓ} %.

Dans l'hypothèse où seul le bruit de fond a été observé, seule la borne supérieure s_{ℓ}^{\max} est définie, elle sera simplement appelée s_{ℓ} dans la suite et a la même signification que celle définie par la méthode standard.

De même, la prise en compte de toutes les observations possibles (toutes les valeurs du nombre d'événements N accessibles à l'observation) est effectuée via le même processus de moyenne défini dans la formule (96), la seule différence provenant du calcul de s_{ℓ} . Ceci permet de déterminer $\langle s_{\ell} \rangle$, la valeur moyenne du nombre d'événements de signal qui permet d'expliquer l'observation dans \mathcal{C}_{ℓ} % des cas (pour un bruit de fond moyen égal à b).

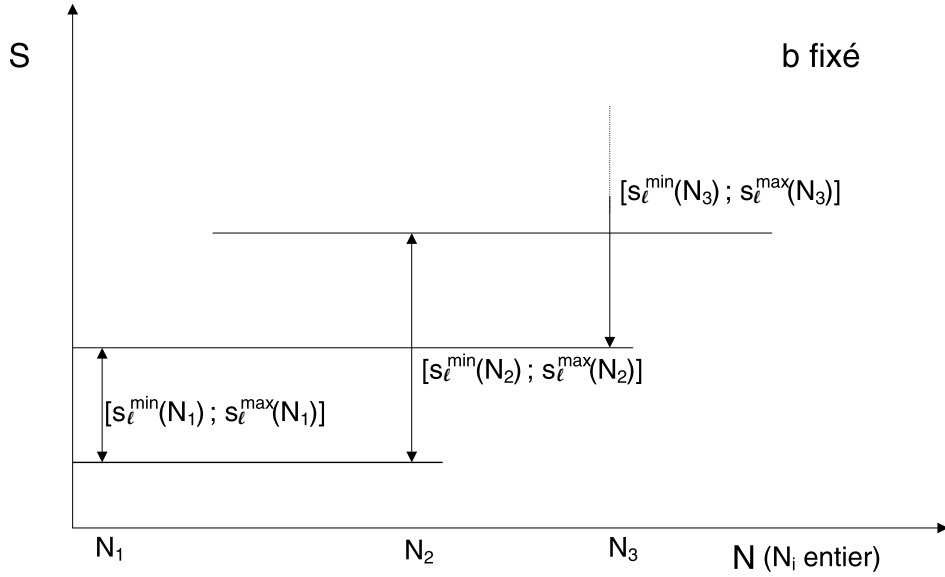


Figure F-26 : détermination de l'intervalle de confiance sur le nombre moyen d'événements s (pour une valeur du bruit de fond moyen b et une valeur du niveau de confiance \mathcal{C}_ℓ donnée) par la méthode de Feldman et Cousins.

La détermination de $\langle s_\ell \rangle$ doit être effectuée pour chacun des seuils en énergie E_0 (chacune des valeurs de b). Ce nombre $\langle s_\ell \rangle$ est important car il sert à déterminer la sensibilité : ce passage de $\langle s_\ell \rangle$ à la sensibilité va maintenant être explicité.

F.4.3 Traduction en limite sur le flux diffus

L'extraction de la limite sur le flux diffus à partir de $\langle s_\ell \rangle$ (nombre moyen d'événements de signal qu'il faut pour rejeter l'hypothèse du bruit de fond à un niveau de confiance \mathcal{C}_ℓ donné) nécessite de se donner une hypothèse sur la forme du spectre en énergie des neutrinos du fond diffus. Par exemple, dans le cas où le spectre ne possède qu'un seul terme :

$$(98) \quad \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} = A_{th} E_\nu^{-\gamma} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} A_{th} = 4,5 \cdot 10^{-8} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \\ \gamma = 2 \end{cases}$$

où γ est l'indice spectral et A_{th} la constante de normalisation du modèle considéré (les valeurs données correspondent au modèle WB98 [74] déjà présenté dans E.5).

La simulation Monte Carlo donne pour chaque modèle le nombre d'événements s_{th} au-dessus d'une énergie seuil E_0 (coupure définie dans le but d'améliorer le rapport signal sur bruit). La sensibilité est définie comme le flux $A_\ell E^{-\gamma}$ (A_ℓ est une valeur de la constante de normalisation dans le cadre du modèle considéré) qui donnera dans le détecteur $\langle s_\ell \rangle$ événements :

$$(99) \quad A_\ell = A_{th} \frac{\langle s_\ell \rangle}{s_{th}}$$

Dans le cas particulier considéré ici, la sensibilité du détecteur est :

$$(100) \quad \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} < A_\ell E^{-\gamma} \text{ GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$$

Ceci signifie que le détecteur ne sera sensible qu'à des flux supérieurs à la sensibilité définie dans la formule précédente, c'est à dire à des facteurs de normalisation $A_{th} > A_\ell$ pour des modèles de même indice spectral γ .

Le rapport $\langle s_\ell \rangle / s_{th}$ est généralement appelé facteur de réjection ou MRF⁴³ ([110] et [111]). Ce nombre caractérise la capacité d'une expérience à détecter un certain flux, cette dernière s'améliorant avec la diminution de ce nombre. Ce facteur permet de faciliter l'interprétation des résultats lorsque le calcul présenté ici est appliqué à un spectre de forme compliquée.

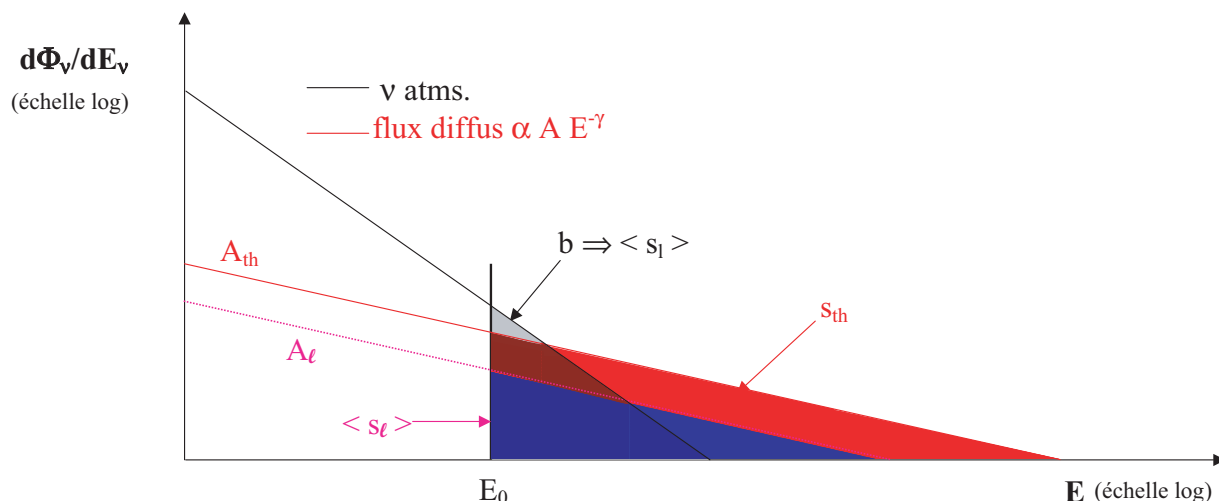


Figure F-27 : schéma montrant la méthode suivie pour déterminer la sensibilité d'une expérience à partir de la distribution des événements en fonction de l'énergie du neutrino. Pour un seuil en énergie E_0 fixé, le nombre d'événements de bruit de fond moyen b intégré au-dessus de E_0 (en gris clair) permet de définir $\langle s_\ell \rangle$. La simulation Monte Carlo fournit également le nombre d'événements s_{th} associé à un modèle de flux diffus donné (en gris foncé). La sensibilité à ce même modèle est déterminée en recherchant la constante de normalisation A_1 qui permet de retrouver les $\langle s_\ell \rangle$ événements.

Bien entendu, ce rapport doit être calculé pour chacun des seuils en énergie E_0 . Le seuil en énergie optimal sera celui qui fournit le MRF le plus petit ce qui revient à dire la meilleure sensibilité. Ce calcul est en fait très général et peut s'appliquer à toutes variables discriminantes. Enfin, il est important de se rappeler que comme la sensibilité obtenue dépend de la méthode utilisée, les sensibilités de différentes expériences ne sont comparables que si elles ont été établies avec la même approche statistique.

F.5 Sensibilité d'ANTARES aux modèles prédisant un flux diffus de neutrinos

Les méthodes décrites précédemment sont ici appliquées à un certain nombre de modèles de flux diffus de neutrinos. Deux types de variables discriminantes vont être étudiés dans F.5.1 : l'amplitude totale enregistrée par événement et l'énergie du muon, que ce soit celle générée ou celle reconstruite. L'influence du bruit de fond constitué par la composante des neutrinos atmosphériques dits « prompts » est ensuite étudiée en F.5.2. Enfin, le calcul de la sensibilité du détecteur ANTARES dans sa version 10 lignes en utilisant l'énergie reconstruite comme variable discriminante la plus efficace est montré en F.5.3 pour l'ensemble des modèles de flux diffus présentés dans le chapitre E.

⁴³ MRF : Model Rejection Factor (facteur de réjection du modèle)

F.5.1 Comparaison entre différents estimateurs

Jusqu'ici, toute la discussion s'est concentrée sur l'extraction de la sensibilité en utilisant l'énergie des muons. Néanmoins, ce n'est pas la seule variable discriminante et l'amplitude totale enregistrée par événement peut aussi être utilisée (F.5.1.1). En effet, l'évolution de cette amplitude totale est liée à celle du flux car le nombre et l'amplitude des impulsions augmentent avec l'énergie du muon. L'utilisation de cette variable permet de s'affranchir de la réponse en énergie du détecteur. Elle a d'ailleurs été utilisée par AMANDA pour déterminer leur limite sur le flux diffus. Toutefois, elle n'apporte pas la meilleure sensibilité : son lien avec l'évolution du flux n'est pas direct. La bonne résolution en énergie du détecteur ANTARES lui permet de bien séparer le spectre des neutrinos atmosphériques de celui du flux diffus (F.5.1.3).

F.5.1.1 L'amplitude totale enregistrée par événement

Le nombre d'événements en fonction de l'amplitude totale par événement dans ANTARES, après application de tous les critères de sélection définis précédemment, est montré sur la Figure F-28. Cette distribution est comparée à la même évolution mais en fonction du nombre de canaux touchés dans AMANDA (Figure F-29). Comme en moyenne chaque impulsion recueillie correspond à un photo-électron, le nombre de canaux touchés et l'amplitude totale sont des quantités corrélées.

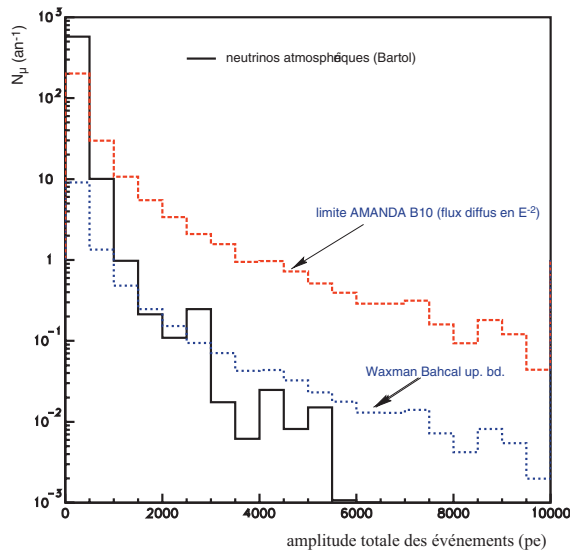


Figure F-28 : évolution du nombre d'événements par an pour les neutrinos atmosphériques et deux modèles de flux diffus, après sélection, en fonction de l'amplitude totale. Les deux modèles de flux diffus sont la limite supérieure de Waxman et Bahcall et le flux diffus équivalent à la limite supérieure déterminée expérimentalement par le détecteur AMANDA B10.

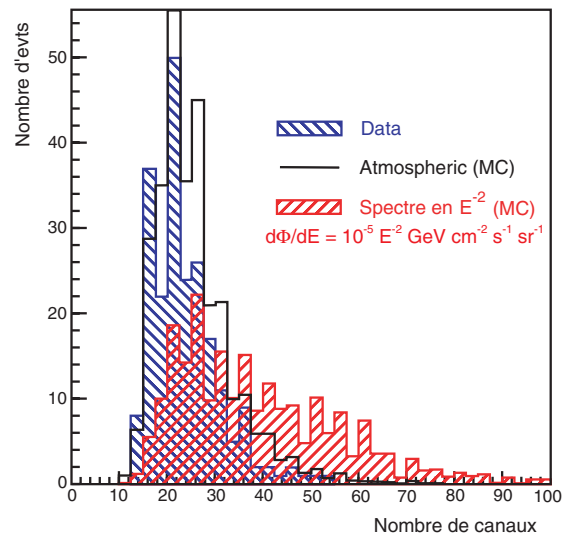


Figure F-29 : distribution du nombre d'événements par an utilisé par AMANDA avec le détecteur B10 pour déterminer la limite supérieure sur le flux de neutrinos [112].

A partir de la figure de droite, AMANDA a déduit sa limite à $10^{-6} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ sur le flux diffus de neutrinos en E^{-2} [44]. La figure de gauche, calculée pour ANTARES, permet d'illustrer l'utilisation des deux méthodes statistiques précédemment définies sans chercher à extraire la limite optimale.

Tout d'abord, le seuil sur l'amplitude totale est établi arbitrairement à 1 000 pe. Au-dessus de cette limite se trouvent 1,6 événements neutrinos atmosphériques (le bruit de fond b), 28,3 événements as-

sociés au flux diffus correspondant à la limite d'AMANDA et 1,3 événements associés au modèle WB98 [74].

Le Tableau F-5 montre comment, pour chaque expérience observant N événements, s_ℓ est obtenu et quelle probabilité est associée à cette observation. Le calcul est ici arrêté à une observation de 5 événements, la probabilité associée de 1,8% étant déjà relativement faible et 99,3% de la distribution de $P(N | n = b)$ ayant été parcourue.

N	s_ℓ	$n = b + s_\ell$	$P(N n = b)$
0	0,7	2,3	0,2
1	2,29	3,89	0,32
2	3,72	5,32	0,26
3	5,08	6,68	0,14
4	6,39	7,99	0,055
5	7,67	9,27	0,018
...

Tableau F-5 : exemple d'application de la méthode standard avec $b = 1,6$ et un niveau de confiance \mathcal{C}_ℓ de 90%.

Ceci permet de calculer $\langle s_\ell \rangle$ en suivant la formule (96) :

$$(101) \quad \langle s_\ell \rangle = \sum_{N=0}^5 s_\ell P(N | b) \approx 3,04$$

Ceci signifie, que pour rejeter l'hypothèse du bruit de fond à 90 % de niveau de confiance, l'expérience devra observer, au-dessus du seuil, au moins 3,04 événements par an associés au signal. Or, grâce à la simulation, il a été déterminé que le modèle en E^{-2} de Waxman et Bahcall ($A_{th} = 4,5 \cdot 10^{-8} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$), fournit 1,3 événements par an (s_{th}) au-dessus du seuil. Le modèle du même type qui permettra de fournir les 3,04 événements est défini par une simple règle de trois sur les facteurs de normalisation : son facteur de normalisation vaut $3,04/1,3 \cdot A_{th}$ soit environ $1,05 \cdot 10^{-7} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$. La sensibilité d'ANTARES à un flux diffus en E^{-2} est déterminée dans cet exemple comme valant :

$$(102) \quad \frac{d\Phi_v}{dE_v} < 1,05 \cdot 10^{-7} E_v^{-2} \text{ GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$$

L'application de la méthode de Feldman et Cousins quant à elle nécessite de générer l'évolution des intervalles de confiance de N , $[N_\ell^{\min}(s) ; N_\ell^{\max}(s)]$, pour chacune des valeurs de s comme illustré sur la Figure F-30 (lecture horizontale de l'intervalle à \mathcal{C}_ℓ %).

Une fois ce travail effectué il faut suivre les étapes décrites dans F.4.2, c'est à dire qu'il faut inverser l'ordre de lecture de la Figure F-30 : à chaque valeur de N entier, l'intervalle de confiance sur s , $[s_\ell^{\min}(N) ; s_\ell^{\max}(N)]$, est calculé (lecture verticale).

Il ne reste plus qu'à faire la moyenne des s_ℓ^{\max} sur l'ensemble des observations possibles (valeurs de N) pondérée par la probabilité d'avoir observé N pour un bruit de fond moyen b , pour obtenir $\langle s_\ell \rangle$:

$$(103) \quad \langle s_\ell \rangle = \sum_{N=1}^{\infty} s_\ell P(N | n = b) \sim 3,86$$

Une fois $\langle s_\ell \rangle$ évalué, la sensibilité se dérive de la même façon que pour la méthode standard et permet d'obtenir :

$$(104) \quad \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} < 1,34 \cdot 10^{-7} E_\nu^{-2} \text{ GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$$

Les résultats obtenus par la méthode de Feldman et Cousins sont toujours moins restrictifs que ceux obtenus par la méthode standard. Cet effet est intrinsèque à la méthode et pourra toujours être vérifié. L'intérêt de cette méthode réside dans le fait qu'elle permet de passer de façon naturelle d'une limite à une mesure en incluant implicitement la notion d'intervalle disymétrique. Elle permet également de corriger les problèmes rencontrés avec la méthode standard lorsque l'on traite de faibles nombres d'événements. En effet, la méthode standard conduit parfois à des résultats non-physiques (valeurs négatives).

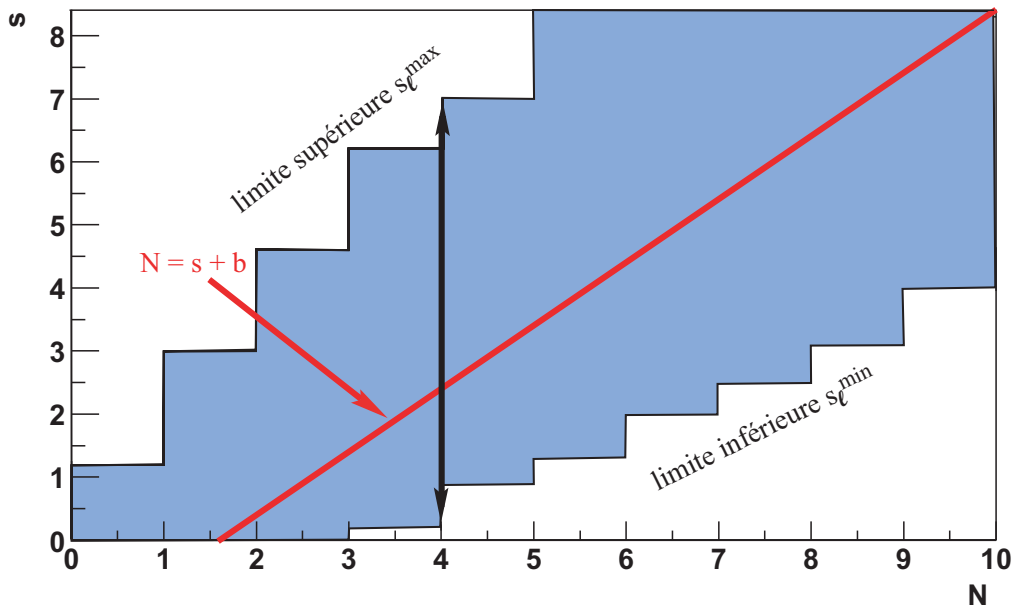


Figure F-30 : intervalle de confiance basé sur la méthode de Feldman & Cousins pour un niveau de confiance de 90 % pour un signal moyen s inconnu en présence d'un bruit de fond moyen nb de 1,6.

Le résultat obtenu ci-dessus est d'ores et déjà 10 fois meilleur que celui obtenu avec le détecteur AMANDA B10. Ceci peut se comprendre car AMANDA B10 est plus petit qu'ANTARES et les PM utilisés ne sont que des 8 pouces ce qui induit une surface de photocathode plus petite. Néanmoins, cette méthode n'est pas la plus efficace, l'utilisation des spectres en énergie donne de meilleurs résultats.

F.5.1.2 L'énergie vraie des muons

Cette méthode permet d'estimer la sensibilité qui peut être atteinte dans le cas idéal où l'énergie du muon serait déterminée de façon très précise. Elle constitue un repère permettant de qualifier la méthode courante utilisant l'énergie reconstruite des muons.

La Figure F-31 montre l'évolution des $\langle s_\ell \rangle$ en fonction de l'énergie de seuil utilisée (énergie du muon). Cette évolution est comparée à l'évolution du nombre d'événements intégrés au-dessus du seuil, donné par les neutrinos atmosphériques et par le modèle de flux diffus en E^{-2} nommé ici WB98 [74].

Pour chaque seuil en énergie, l'évolution de se pouvoir de réjection en fonction du seuil va permettre d'établir la valeur optimale de celui-ci, c'est à dire celle qui donne la plus petite valeur au MRF.

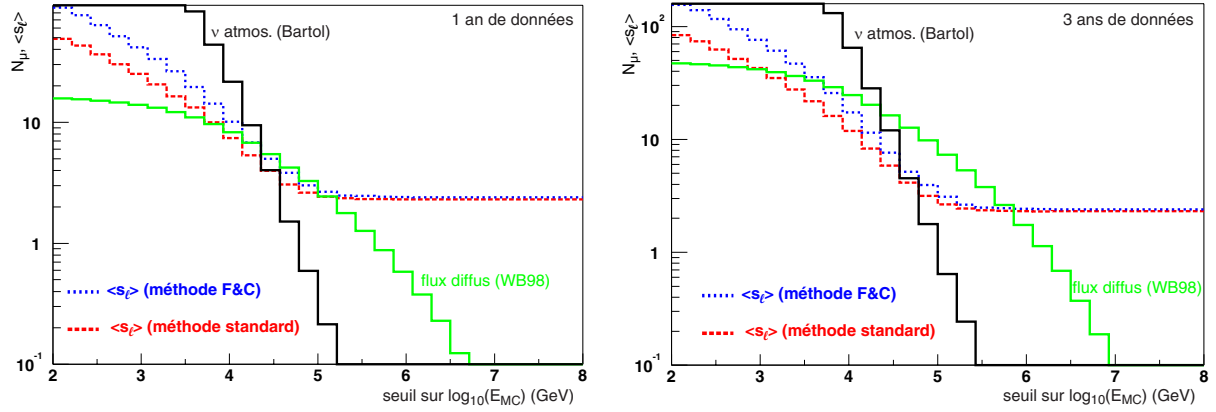


Figure F-31 : évolution de $\langle s_t \rangle$ en fonction du seuil en énergie sur l'énergie vraie des muons, à gauche après un an de prise de données et à droite après 3 ans de prise de données. Pour comparaison, sont montrées l'évolution du nombre d'événements liés au bruit de fond des neutrinos atmosphériques et celle du signal constitué par la limite de Waxman et Bahcall.

En fait, dans un modèle pour lequel l'indice spectral ne varie pas, l'évolution du MRF en fonction du seuil en énergie suit celle de la constante de normalisation A_ℓ (voir formule (99)). La Figure F-32 représente A_ℓ en fonction de l'énergie de seuil pour un flux en E^{-2} .

La sensibilité optimale d'ANTARES, au bout d'un an de prise de données et en utilisant l'énergie Monte Carlo des muons à 90% de niveau de confiance, est obtenue au-dessus de 50 TeV et correspond à une limite sur le flux diffus de neutrinos de :

$$(105) \quad \begin{cases} \frac{d\Phi_v}{dE_v} < 3,25 \cdot 10^{-8} E_v^{-2} \text{ GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}; & E_\mu^{\text{MC}} > 50 \text{ TeV (méthode standard)} \\ \frac{d\Phi_v}{dE_v} < 4,06 \cdot 10^{-8} E_v^{-2} \text{ GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}; & E_\mu^{\text{MC}} > 50 \text{ TeV (méthode F\&C)} \end{cases}$$

Après 3 ans d'acquisition celle-ci devient :

$$(106) \quad \begin{cases} \frac{d\Phi_v}{dE_v} < 1,45 \cdot 10^{-8} E_v^{-2} \text{ GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}; & E_\mu^{\text{MC}} > 78 \text{ TeV (méthode standard)} \\ \frac{d\Phi_v}{dE_v} < 1,81 \cdot 10^{-8} E_v^{-2} \text{ GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}; & E_\mu^{\text{MC}} > 78 \text{ TeV (méthode F\&C)} \end{cases}$$

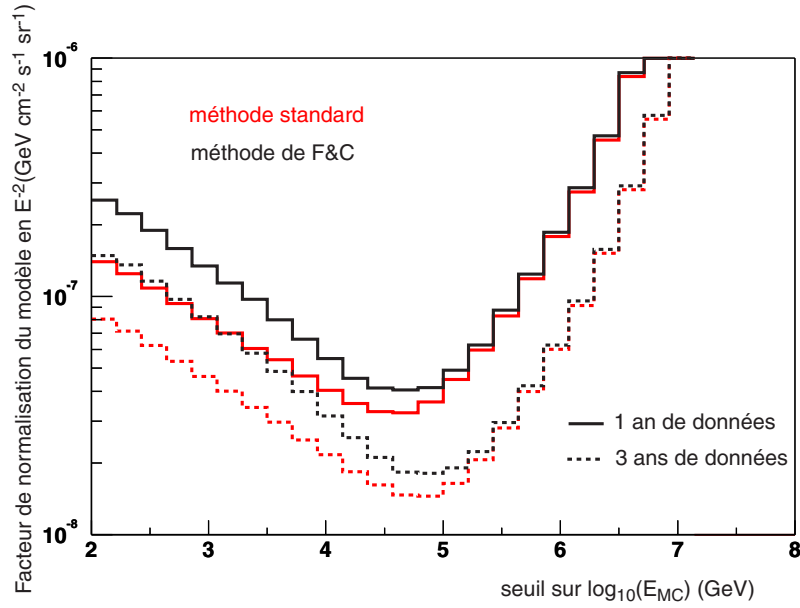


Figure F-32 : évolution de la valeur de la constante de normalisation du flux en E^{-2} correspondant à la sensibilité intrinsèque d'ANTARES au bout d'un an ou de trois ans de prise de données en fonction du seuil sur l'énergie vraie du muon.

F.5.1.3 L'énergie reconstruite

La même procédure va maintenant être appliquée en utilisant l'énergie reconstruite des muons. Les effets prévisibles sont les suivants : des performances légèrement moins bonnes et un seuil optimal en énergie repoussé vers les plus hautes énergies. En effet, des événements de basse énergie peuvent être reconstruits à plus haute énergie induisant un bruit de fond plus important que précédemment pour une énergie de seuil identique (voir D.5.4).

Néanmoins le changement ne doit pas être trop important sinon cela signifierait que les critères de sélection n'ont pas été bien choisis et en particulier qu'une résolution en énergie d'un facteur 3 n'est pas suffisante pour assurer une reconstruction satisfaisante des spectres. La Figure F-33 montre l'évolution de $\langle s_\ell \rangle$ en fonction du seuil, après 1 an et 3 ans de prise de données.

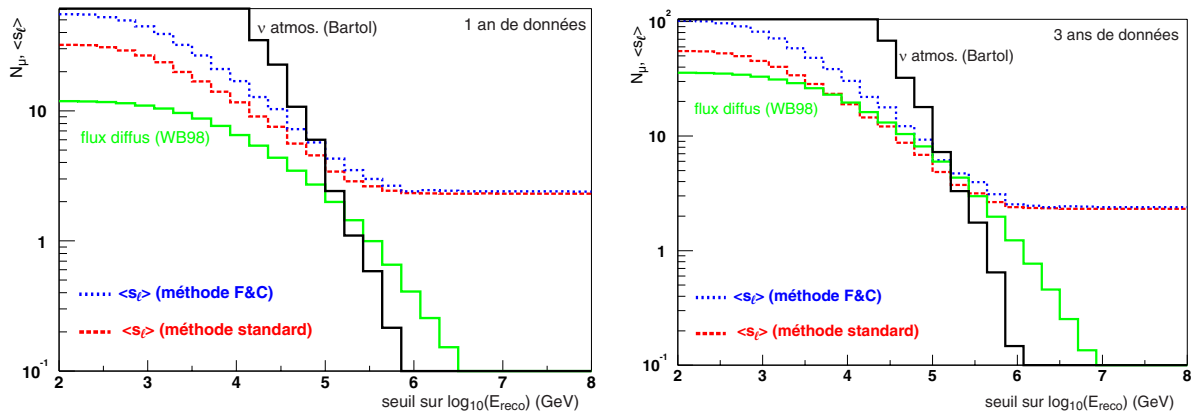


Figure F-33 : évolution de $\langle s_\ell \rangle$ en fonction du seuil en énergie sur l'énergie reconstruite des muons, à gauche après un an de prise de données et à droite après 3 ans de prise de données. Pour comparaison, sont montrées l'évolution du nombre d'événements liés au bruit de fond des neutrinos atmosphériques et celle du signal correspondant à limite de Waxman et Bahcall.

L'évolution de la constante de normalisation en fonction du seuil est montrée sur Figure F-34. La sensibilité optimum est obtenue au bout d'un an à :

$$(107) \quad \begin{cases} \frac{d\Phi_v}{dE_v} < 7,28 \cdot 10^{-8} E_v^{-2} \text{ GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}; E_\mu^{\text{reco}} > 50 \text{ TeV (méthode standard)} \\ \frac{d\Phi_v}{dE_v} < 9,34 \cdot 10^{-8} E_v^{-2} \text{ GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}; E_\mu^{\text{reco}} > 50 \text{ TeV (méthode F\&C)} \end{cases}$$

Et au bout de 3 ans elle-devient :

$$(108) \quad \begin{cases} \frac{d\Phi_v}{dE_v} < 3,65 \cdot 10^{-8} E_v^{-2} \text{ GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}; E_\mu^{\text{reco}} > 126 \text{ TeV (méthode standard)} \\ \frac{d\Phi_v}{dE_v} < 4,63 \cdot 10^{-8} E_v^{-2} \text{ GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}; E_\mu^{\text{reco}} > 126 \text{ TeV (méthode F\&C)} \end{cases}$$

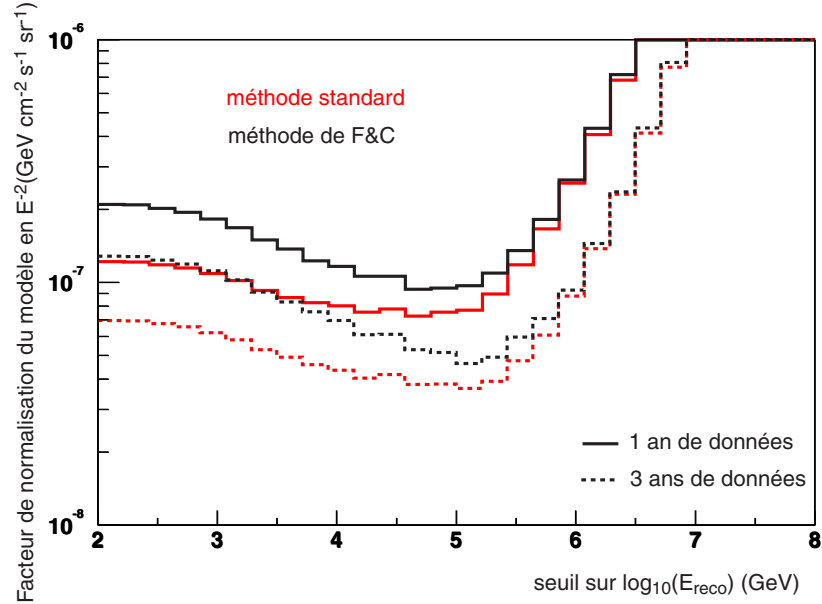


Figure F-34 : évolution de la constante de normalisation du modèle en E^{-2} représentant la sensibilité d'ANTARES en fonction de l'énergie de seuil sur l'énergie reconstruite du muon.

Les sensibilités extraites ici sont très proches des valeurs limites obtenues au paragraphe F.5.1.2 précédent. De plus, les limites qu'ANTARES peut atteindre sont comparables aux limites les plus optimistes estimée par Waxman et Bahcall.

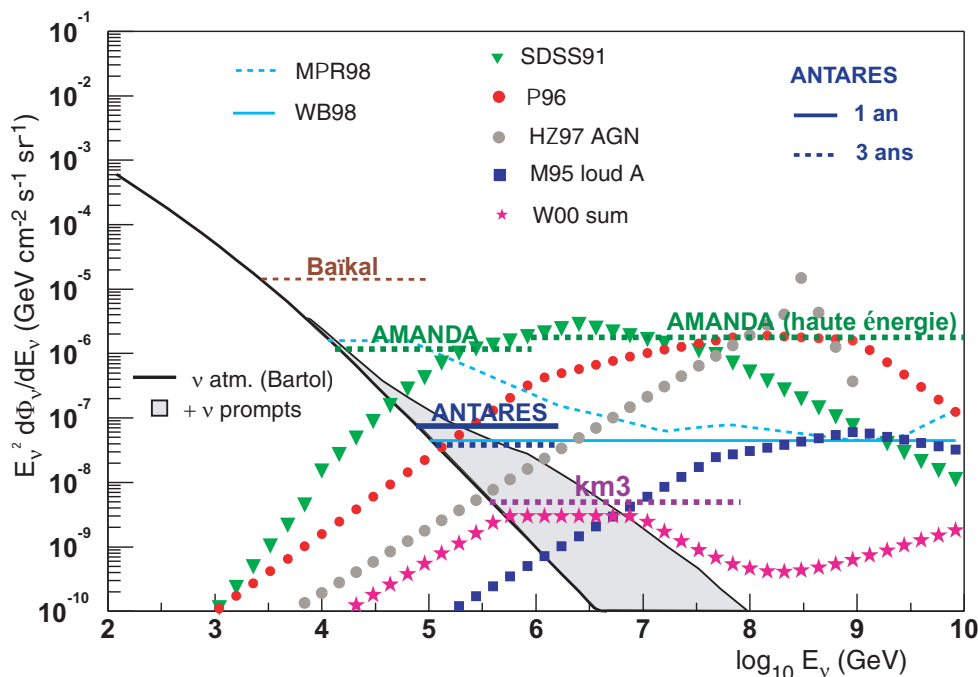


Figure F-35 : comparaison de la sensibilité d'ANTARES avec les différents modèles de flux diffus (SDSS91 [90] et [91], P96 [98], HZ97 AGN [99], M95 [92] et W00 [104] et [105]) ainsi qu'avec les limites d'autres expériences (AMANDA [112] et [113]).

Les seuils optimaux sont toujours bien au-dessus de 10 TeV, énergie au-dessus de laquelle le bruit de fond des muons atmosphériques peut être négligé devant le bruit de fond des atmosphériques.

La Figure F-35 permet de comparer les sensibilités obtenues pour ANTARES à différents modèles de flux diffus d'une part et d'autre part aux sensibilités d'autres expériences comme Baïkal et AMANDA (version B10), qui ont déjà pris des données, ou comme ce que pourrait être la sensibilité d'un détecteur de taille kilométrique.

F.5.2 Incertitude sur le bruit de fond

Le calcul de la sensibilité a été effectué en suivant deux hypothèses sur les bruits de fond :

- le flux des neutrinos atmosphériques est constitué uniquement de la composante conventionnelle ;
- les muons atmosphériques sont totalement négligeables.

L'étude de l'influence de la composante des neutrinos atmosphériques dits « prompts » sur la sensibilité du détecteur va maintenant être abordée. Puis, une discussion sur le problème posé par les muons atmosphériques et leur simulation sera engagée.

Les neutrinos atmosphériques

Jusqu'à présent, le calcul de la sensibilité du détecteur ne prenait pas en compte l'effet de la composante dite « prompt » du flux de neutrinos atmosphériques.

Les neutrinos prompts deviennent dominants au-dessus de 10^5 GeV (voir D.1.3.2). A ces énergies leur flux est faible et ne devrait pas entraîner de grande variation de sensibilité. Les sensibilités obtenues par la méthode standard au bout de 1 et 3 ans de prise de données sont présentées dans le Tableau F-6 pour un flux de neutrinos atmosphériques conventionnel auquel est ajouté diverses contributions des neutrinos dits « prompts ». Les seuils optimaux en énergie sont relativement stables, autour de 50 TeV

après un an d'acquisition et 126 TeV après 3 ans, car les variations du nombre d'événements induits par l'addition des neutrinos dits « prompts » ne change pas de manière significative la distribution des événements.

Cette étude permet d'établir une sensibilité moyenne sur l'ensemble des modèles prédisant le bruit de fond des neutrinos atmosphériques de :

$$(109) \quad \begin{cases} \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} < (7,67 \pm 0,6) \cdot 10^{-8} E_\nu^{-2} \text{ GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}; E_\mu^{\text{reco}} > 45 \text{ TeV (1 an ; méthode standard)} \\ \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} < (3,93 \pm 0,4) \cdot 10^{-8} E_\nu^{-2} \text{ GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}; E_\mu^{\text{reco}} > 110 \text{ TeV (3 ans ; méthode standard)} \end{cases}$$

Modèle	1 an		3 ans	
	Seuil (TeV)	Sensibilité (en $10^{-8} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$)	Seuil (TeV)	Sensibilité (en $10^{-8} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$)
Bartol	50	7,28	126	3,65
Bartol + QGSM op	50	8,48	50	4,49
Bartol + QGSM pe	50	7,71	126	3,97
Bartol + RQPM op	50	8,27	50	4,37
Bartol + RQPM pe	50	7,58	126	3,90
Bartol + pQCD op	50	7,38	126	3,73
Bartol + pQCD pe	50	7,32	126	3,68
Bartol + TIG	50	7,32	126	3,66
Bartol + Naumov QGSM	50	7,45	126	3,78
Bartol + Naumov RQPM	50	7,90	126	4,11

Tableau F-6 : évolution de la sensibilité d'ANTARES au flux diffus de neutrinos en E^{-2} en fonction des différents modèles de flux de neutrinos atmosphériques utilisés.

Il est ainsi possible de définir une limite (ici à 90% de niveau de confiance) prenant en compte les incertitudes sur les flux de neutrinos prompts :

$$(110) \quad \begin{cases} \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} < (7,67 + 0,99) \cdot 10^{-8} E_\nu^{-2} \text{ GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}; E_\mu^{\text{reco}} > 50 \text{ TeV (1 an ; méthode standard)} \\ \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} < (3,93 + 0,66) \cdot 10^{-8} E_\nu^{-2} \text{ GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}; E_\mu^{\text{reco}} > 110 \text{ TeV (3 ans ; méthode standard)} \end{cases}$$

Muons atmosphériques

La simulation d'événements muons atmosphériques utilisées jusqu'alors, qui donnait 5 événements dont le muon était reconstruit avec une énergie inférieure à 7 TeV et ceci avant détermination du seuil optimal en énergie, était un peu particulière. En effet, cette production, que nous appellerons production B dans la suite, est constituée par des primaires d'énergie E_p supérieure à 200 TeV (voir C.1.4.1 pour avoir une description du mécanisme induisant la production des muons atmosphériques) et les événements produisant une seule trace dans le détecteur ont été volontairement rejetés ceci pour dimi-

nuer les temps de calcul. Ces particularités ont été dictées par le besoin d'étudier plus spécifiquement les événements multi-traces (ou multi-muons) qui sont les plus difficiles à rejeter.

La Figure F-36 montre néanmoins que ces choix conduisent à négliger la majorité du flux des muons atmosphériques constitué principalement par des événements à une seule trace et d'autre part que des événements multi-traces surviennent bien avant une énergie de primaire de 200 TeV. Cette figure a été réalisée en utilisant, en plus de la production B utilisée jusqu'à présent, une autre production (production A), correspondant à seulement 8 heures d'acquisition contre 20 jours pour la production B, dont le seuil sur l'énergie des primaires était fixé plus bas, $E_p < 1$ TeV, et dans laquelle les événements à une seule trace étaient conservés. Ainsi, la production A représente 3,6 milliards de primaires générés et 3 mois de calcul dans un centre spécialisé, la production B avec un seuil de 200 TeV représente 20 jours d'une acquisition réelle, 40 millions de primaires pour à peu près le même temps de calcul.

Cette figure permet de montrer que dans la production B (seuil à 200 TeV sur l'énergie des primaires), les événements à une seule trace n'ont pas été pris en compte et qu'il faut attendre d'étudier les événements à plus de 10 traces pour avoir un biais faible dû au seuil élevé.

La Figure F-37 représente l'évolution du flux des événements muons atmosphériques à une seule trace ou à multiples traces pour des énergies de primaire supérieures à 200 TeV, elle montre ainsi l'évolution de la proportion d'événements à une trace qui n'est pas considérées dans la production B.

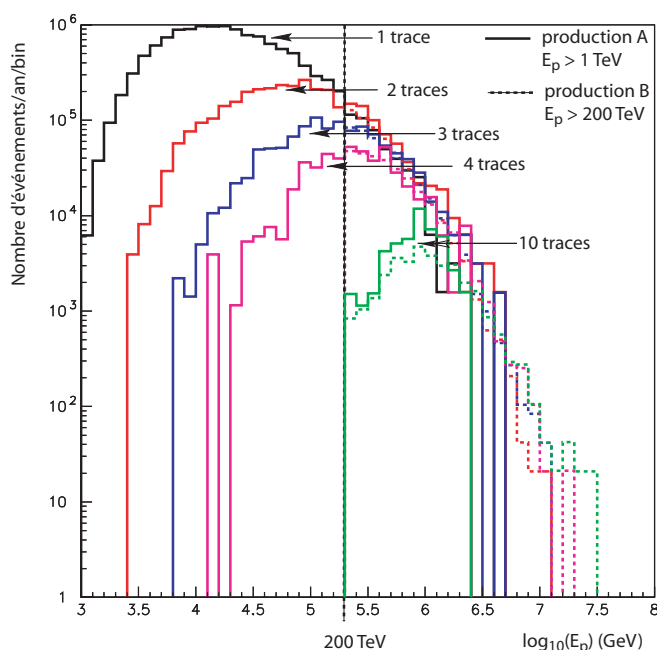


Figure F-36 : évolution du flux des événements reconstruits montants en fonction de l'énergie du primaire pour la production A (traits continus) et pour la production B (traits pointillés).

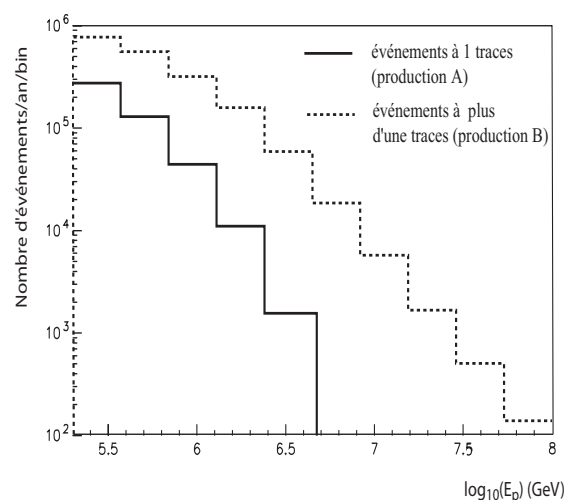


Figure F-37 : évolution du flux en fonction de l'énergie E_p du primaire au-dessus de 200 TeV pour les événements à 1 seule trace (trait continu) déterminés à l'aide de la production A et pour les événements à plus d'une trace (traits pointillés) déterminés à l'aide de la production B.

Le Tableau F-7 montre l'évolution de la proportion d'événements au-dessus et en dessous du seuil de 200 TeV sur E_p pour différents nombres de traces dans les événements.

Multiplicité	Production A ($E_p < 200$ TeV)	Fraction du flux total en % ($E_p < 200$ TeV)	Production B ($E_p > 200$ TeV)	Fraction du flux total en % ($E_p > 200$ TeV)
1	$1,26 \cdot 10^7 \rightarrow 92 \%$	75,1	$1,22 \cdot 10^6 \rightarrow 8 \%$	39,2
2	$2,88 \cdot 10^6 \rightarrow 85 \%$	17,2	$512\,052 \rightarrow 15 \%$	16,5
3	$831\,032 \rightarrow 67 \%$	5,0	$408\,7378 \rightarrow 33 \%$	13,1
4	$300\,970 \rightarrow 52 \%$	1,8	$281\,294 \rightarrow 48 \%$	9,0
...
9	$6\,500,6 \rightarrow 13 \%$	$3,9 \cdot 10^{-2}$	$45\,435,3 \rightarrow 87 \%$	1,5
10	$2\,656,3 \rightarrow 7 \%$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$32\,939,3 \rightarrow 93 \%$	1,1
> 10	$3\,927,4 \rightarrow 2,8 \%$	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$137\,792 \rightarrow 97,2 \%$	4,4

Tableau F-7 : évolution de la proportion d'événements reconstruits montants en-dessous et en-dessus du seuil en énergie sur le primaire de 200 TeV en fonction de la multiplicité de l'événement.

Le Tableau F-8 permet de vérifier que la prise en compte des événements liés à des muons atmosphériques dont le primaire a une énergie inférieure à 200 TeV ou qui sont constitués par une seule trace sont bel et bien rejetés par les critères de sélection définis dans le paragraphe F.3.

Production sélections	A ($E_p > 1$ TeV)	B ($E_p > 200$ TeV)
reconstruits montants	57 367 800 [39 086]	3 867 560 [182 004]
+ reconstruits en énergie	18 450 700 [12 471]	1 901 500 [93 704]
+ $N_i > 247$ & $S > 342$	41 311,5 [31]	16 076 [855]
+ $-\ln \mathcal{L} / (N_f - 5) < f(E_{\text{reco}})$	0 [0]	75 [5]

Tableau F-8 : évolution du nombre d'événements par an en fonction des critères de sélection appliqués et ceci pour les deux productions A et B de muons atmosphériques utilisant des seuils sur l'énergie du primaire E_p différents. Les chiffres entre crochets [] représentent le nombre d'événements de la simulation. Ce nombre permet de donner une estimation de la signification statistique du taux d'événements associés.

La Figure F-38 montre quelle est l'énergie du primaire et la multiplicité des événements muons atmosphériques associées aux 5 événements subsistant avant l'application de la coupure sur l'énergie reconstruite du muon. Ceux-ci ont une multiplicité supérieure ou égale à 5 et des énergies de primaires de l'ordre de 250 TeV à $4 \cdot 10^6$ GeV.

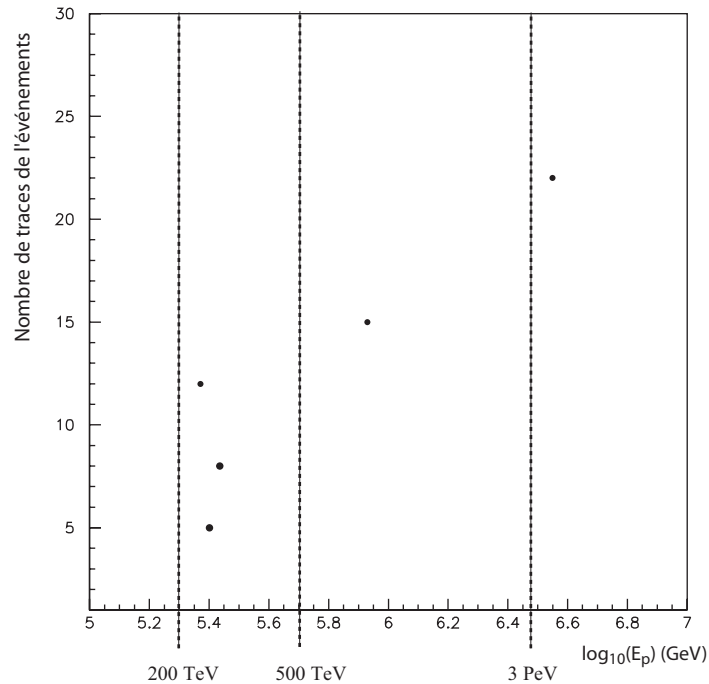


Figure F-38 : multiplicité et énergie du primaire pour les 5 événements muons atmosphériques subsistants avant l'application du seuil sur l'énergie reconstruite du muon.

Enfin, ces deux productions sont insuffisantes pour tirer une conclusion définitive quant à ce bruit de fond sur une année d'acquisition. En effet, ne voir aucun événements en 8 heures induit une limite à 90 % de niveau de confiance de 2,3 sur la même période. Celle-ci devenant 2 519 événements pour une année. De même ne voir aucun événements au-dessus de 10 TeV pour un seuil de 200 TeV sur l'énergie du primaire en 20 jours induit une limite à 90 % de 42 événements sur l'année.

Toutefois, les expériences AMANDA et Baïkal mesurent un nombre d'événements bien inférieur à ces 2 519 ce qui laisse espérer que ce bruit de fond est réellement négligeable dans le cadre de cette analyse.

Néanmoins, il sera utile, dans le futur, d'avoir des productions représentant au moins une année d'acquisition.

F.5.3 Sensibilité aux flux diffus

La limite de sensibilité a été déterminée jusqu'ici pour un modèle en E^{-2} . Or, les coupures utilisées pour rejeter le bruit de fond des muons atmosphériques sont sensibles à l'indice spectral utilisé. Toutefois, elles varient peu lorsque le spectre est en E^{-1} comme les études faites dans le paragraphe F.1 le montrent. Ainsi, dans la suite, les coupures établies pour un spectre en E^{-2} sont conservées et appliquées à l'ensemble des modèles.

Modèle	1 an		3 ans	
	MRF opt.	Energie seuil opt. (TeV)	MRF opt.	Energie seuil opt. (TeV)
WB98 avec évolution [74]	1,62	50	0,81	126
WB98 sans évolution [74]	8,09	50	4,06	126
MPR98 [85]	0,088	18	0,047	18
NMB92 [81]	0,092	18	0,049	18
SDSS91 ([90] et [91])	0,05	126	0,023	209
SP94 (AGNSP) [96]	0,0026	18	0,0014	4,68
SS95 quasar [97]	0,031	126	0,015	126
SS95 blazar [97]	0,081	50	0,042	50
P96 [98]	0,26	209	0,11	562
M95 quiet [92]	0,0056	18	0,003	18
M95 loud A [92]	66,8	209	29,01	562
M95 loud B [92]	3,38	209	1,47	209
HZ97 [99]	1,82	209	0,79	209
H98 AGN [101]	18,47	50	9,25	126
NSAK02 [103]	1,07	209	0,47	209
KKSS02 [102]	8 833	339	3413	562
W00 sum ([104] et [105])	37,1	126	17,3	209

Tableau F-9 : valeur optimale du facteur de rejection (MRF) pour chacun des modèles considérés dans le chapitre E. Le facteur de réjection permet d'estimer le rapport entre $\langle s_\ell \rangle$ et le nombre d'événements au-dessus du seuil donné par le modèle s_{th} .

Les résultats vont être exprimés en utilisant le facteur de réjection (MRF) optimal pour chacun des modèles (voir F.4.3). Ce facteur permet d'estimer le rapport entre $\langle s_\ell \rangle$ et le nombre d'événements au-dessus du seuil donné par le modèle s_{th} (voir la relation (99)). Ainsi, une valeur de MRF inférieure à 1 signifie que le détecteur est capable d'apporter une contrainte suffisante pour rejeter le modèle. Les résultats sont résumés dans le Tableau F-9.

F.6 Comparaison des performances et perspectives

Après un an, la sensibilité obtenue de $7,3 \cdot 10^{-8} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ (méthode standard) avec un détecteur 10 lignes, est environ 14 fois meilleure que la meilleure limite expérimentale actuellement publiée par AMANDA à $1 \cdot 10^{-6} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ (méthode de Feldman et Cousins). L'écart se ramène à un facteur 11 lorsque la comparaison se fait sur des limites obtenues par la même méthode statistique. Ce facteur devient également 11 si la comparaison est faite à partir de la sensibilité utilisant la méthode standard et prenant en compte les incertitudes sur le flux des neutrinos dits « prompts ».

Ce gain peut s'expliquer par le plus grand nombre de phototubes (900 contre environ 300), une plus grande surface de photocathode (des PM 10 pouces contre des PM 8 pouces) et une meilleure résolution angulaire (de l'ordre de $0,2^\circ$ contre 3°).

Le fait que le détecteur ANTARES soit maintenant constitué de 12 lignes ne change pas fondamentalement les résultats présentés ici. Ceci devrait se traduire par une amélioration de l'ordre de 20% de la sensibilité du détecteur à un flux diffus de neutrinos.

La meilleure sensibilité permettra d'ANTARES à un flux diffus de neutrinos permettra d'imposer des contraintes plus sévères sur les modèles théoriques. Des neutrinos extragalactiques pourraient être détectés si les modèles les plus optimistes se révèlent exacts. Néanmoins le taux d'événements restera faible et l'étape du détecteur km^3 nécessaire. Les détecteurs de taille kilométrique, présentant une surface effective environ 20 fois supérieure à celle d'ANTARES, devraient atteindre des sensibilités de l'ordre de quelques $10^{-9} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ (sous l'hypothèse d'un flux en E^{-2}). Ce facteur 20 se retrouve en comparant les résultats du paragraphe F.5.1.3 avec les résultats présentés dans la référence [110]. Dans cet article, la valeur du MRF obtenue pour le flux de Waxman et Bahcall avec une résolution sur l'énergie du muon idéale et un an de prise de données pour un détecteur km^3 est de 0,045. Pour l'analyse présentée dans ce chapitre F et dans des conditions identiques, cette valeur est de 0,91.

Les détecteurs kilométriques, avec une bien meilleure sensibilité, devraient inaugurer l'ère de l'astronomie neutrino et aider à répondre aux questions soulevées par l'observation des rayons cosmiques. Ils permettront de tester l'ensemble des modèles, y compris ceux faisant intervenir les sources des sursauts gamma, et pourraient ainsi permettre de construire la première carte du ciel en neutrino.

G. CONCLUSION

L'utilisation d'une nouvelle sonde pour explorer l'Univers ouvre des perspectives excitantes. La détection de neutrinos cosmiques de haute énergie devrait apporter des informations sur les mécanismes d'accélération se déroulant au sein des régions les plus violentes de l'Univers et sur les mécanismes de production des rayons cosmiques.

Dans ce but, la collaboration ANTARES se prépare à l'installation d'un télescope sous-marin au large de Toulon. Une ligne représentant 1/6^{ème} d'une ligne finale a été immergée en décembre 2002. Le détecteur complet doit être prêt d'ici fin 2005. La configuration du détecteur, pouvant varier de 10 à 14 lignes, est le fruit d'une optimisation pour la détection de neutrinos de haute énergie. Néanmoins, son seuil en énergie relativement bas, de l'ordre de quelques GeV, en fait un détecteur polyvalent permettant d'étudier les oscillations de neutrinos et d'aborder la recherche de matière noire. Sa bonne résolution angulaire, environ 0,2°, et sa surface effective de l'ordre de 0,1 km² en font également un bon outil pour rechercher des sources ponctuelles en neutrinos.

Le flux diffus de neutrinos est constitué par l'ensemble des émissions neutrinos de sources astrophysiques non résolues s'étendant jusqu'à l'horizon cosmologique. J'ai présenté une synthèse critique des différents modèles théoriques prédisant de tels flux. Sa recherche n'implique pas directement la nécessité d'une excellente résolution angulaire. Ainsi, la sélection des événements a plutôt été orientée de manière à obtenir une bonne résolution en énergie. En effet, deux bruits de fond entrent en compétition avec le signal du flux diffus : les muons et les neutrinos atmosphériques.

Les muons atmosphériques sont généralement identifiables par leur direction incidente, ils proviennent de l'hémisphère supérieur. Le signal sera ainsi recherché en regardant les traces montantes, les événements muons atmosphériques restants sont constitués par ceux reconstruits à tort comme montants. Ils sont rejetés à l'aide de variables discriminantes que j'ai spécialement développées pour cette étude. Les événements liés aux neutrinos atmosphériques présentent, quant à eux, la même topologie que ceux du signal flux diffus : une interaction de neutrino montant dans le voisinage du détecteur. C'est alors l'étude du spectre en énergie qui permet de séparer ces deux populations : les neutrinos atmosphériques ont un spectre qui évolue en E^{-3} alors que le spectre générique du flux diffus de neutrinos évolue en E^{-2} . C'est pourquoi il a été nécessaire, lors de la définition des critères de sélection, de s'assurer d'une bonne résolution en énergie (meilleure qu'un facteur 3 sur l'énergie du muon). Ainsi, il m'a fallu développer un estimateur d'énergie performant basé sur une mesure de la perte d'énergie linéaire des muons au sein du volume de sensibilité.

La mise en commun de tous ces ingrédients me permet de déterminer une sensibilité de l'ordre de $8 \cdot 10^{-8} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ pour un flux diffus en E^{-2} après un an de prise de données pour un détecteur de 10 lignes. Cette sensibilité passe à environ $4 \cdot 10^{-8} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ après 3 ans d'acquisition. Elle permettra de mettre à l'épreuve de nombreux modèles. Des spectres de flux diffus différents de E^{-2} ont également été utilisés et la sensibilité du détecteur à chacun d'entre eux calculée.

Chaque observation du ciel dans une nouvelle gamme d'énergie a apporté son lot de surprises. La découverte accidentelle du fond diffus radio par Penzias et Wilson et celle des sursauts gamma par les satellites militaires américains en sont un bon exemple. De même, les observations dans le visible, en X et en γ impliquant des processus d'émission différents ont permis d'enrichir notre vision de l'Univers et de vérifier les hypothèses avancées par les théories. L'astronomie neutrino permettra de tester les modèles d'accélération de particules et d'avancer dans la compréhension du fonctionnement des objets astrophysiques. Enfin, les observations faites en neutrinos devront être confrontées à celles réalisées avec des photons. La meilleure sensibilité et la meilleure résolution angulaire des nouvelles

générations de détecteur gamma, comme les satellites (INTEGRAL lancé en octobre 2002 ou GLAST qui sera lancé vers 2006) ou comme les télescopes au sol (HESS, VERITAS), apporteront ainsi leur part d'informations. L'ensemble de ces pièces permettra sans doute de reconstruire le puzzle et de répondre aux questions fondamentales restées jusqu'alors sans réponses : origine des rayons cosmiques, explication des mécanismes d'accélération, origine des sursauts gamma...

De plus, il est clair que le détecteur ANTARES ne représente qu'une étape et que l'avènement d'une astronomie neutrino ne se fera que par le passage à des détecteurs de taille beaucoup plus importante. Ainsi, la collaboration ANTARES étudie déjà les conditions nécessaires à l'implantation d'un détecteur de taille kilométrique en Méditerranée.

Liste des tableaux

Tableau C-1 : caractéristiques optiques de l'eau.....	45
Tableau C-2: comparaison des différents projets de télescopes à neutrinos [29].....	54
Tableau D-1 : évolution du nombre d'événements reconstruits par an pour des neutrinos atmosphériques conventionnels suivant le modèle de Bartol et différents modèles de neutrinos prompts au-dessus d'un seuil sur l'énergie vraie du muon.....	65
Tableau D-2 : valeur des paramètres utilisés dans la densité de probabilité.....	75
Tableau D-3 : estimation de l'énergie perdue par un muon lors de sa traversée du volume de sensibilité.....	86
Tableau D-4 : comparaison du nombre d'événements reconstruits par les deux méthodes.....	87
Tableau E-1 : Rapports de branchement de la désintégration des différentes orientations d'isospin de la résonance $\Delta(1232)$ ($I_z = -3/2, -1/2, 1/2, 3/2$) [82].....	104
Tableau E-2 : Propriétés génériques des AGN et GRB généralement utilisées dans les modèles prédisant les flux de neutrinos extragalactiques [85].....	114
Tableau E-3 : comparaison entre les limites théoriques et expérimentales sur le flux diffus de neutrinos. Lorsque la prédiction sur le flux n'est pas donnée de manière analytique par les auteurs, les valeurs ont été extraites d'une figure.....	115
Tableau E-4 : récapitulatif des modèles de flux diffus normalisés sur les rayons X. Lorsque la prédiction sur le flux n'est pas donnée de manière analytique par les auteurs, les valeurs ont été extraites d'une figure.....	117
Tableau E-5 : récapitulatif des modèles de flux diffus normalisés sur les rayons γ . Lorsque la prédiction sur le flux n'est pas donnée de manière analytique par les auteurs, les valeurs ont été extraites d'une figure.....	119
Tableau E-6 : récapitulatif des modèles normalisés sur les rayons cosmiques. Lorsque la prédiction sur le flux n'est pas donnée de manière analytique par les auteurs, les valeurs ont été extraites d'une figure.....	122
Tableau F-1 : évolution du nombre d'événements détectés par an dans ANTARES pour chaque type d'événement en fonction de différents critères de sélection. Seuls les événements montants sont sélectionnés pour rejeter le bruit de fond des muons atmosphériques et la reconstruction en énergie est nécessaire pour la reconstruction des spectres en énergie des neutrinos atmosphériques et des modèles de flux diffus.....	138
Tableau F-2 : évolution du nombre d'événements par an des différents types d'événements en fonction des différents critères de sélection appliqués. Les chiffres entre crochets [] représentent le nombre d'événements simulés restants. Ce nombre permet de donner une estimation de la signification statistique du taux d'événements donné.....	140
Tableau F-3 : paramètres utilisés pour reproduire le spectre des multi-muons.....	141
Tableau F-4 : évolution du nombre d'événements par an en fonction de leur type et de trois seuils en énergie E_0 . Ces valeurs ont été obtenues en utilisant l'approximation en lois de puissance du spectre et le facteur d'échelle α	142
Tableau F-5 : exemple d'application de la méthode standard avec $b = 1,6$ et un niveau de confiance \mathcal{C}_f de 90%.....	152
Tableau F-6 : évolution de la sensibilité d'ANTARES au flux diffus de neutrinos en E^{-2} en fonction des différents modèles de flux de neutrinos atmosphériques utilisés.....	158

Tableau F-7 : évolution de la proportion d'événements reconstruits montants en-dessous et en-dessus du seuil en énergie sur le primaire de 200 TeV en fonction de la multiplicité de l'événement.	160
Tableau F-8 : évolution du nombre d'événements par an en fonction des critères de sélection appliqués et ceci pour les deux productions A et B de muons atmosphériques utilisant des seuils sur l'énergie du primaire E_p différents. Les chiffres entre crochets [] représentent le nombre d'événements de la simulation. Ce nombre permet de donner une estimation de la signification statistique du taux d'événements associés.....	160
Tableau F-9 : valeur optimale du facteur de rejection (MRF) pour chacun des modèles considérés dans le chapitre E. Le facteur de réjection permet d'estimer le rapport entre $\langle s_\ell \rangle$ et le nombre d'événements au-dessus du seuil donné par le modèle s_{th}	162

Table des illustrations

Figure B-1 : carte des sursauts gamma détectés par BATSE en coordonnées galactiques. Les événements y sont uniformément distribués [1].	12
Figure B-2 : spectre des rayons cosmiques en fonction de l'énergie.	14
Figure B-3 : évolution du libre parcours moyen des photons en fonction de l'énergie, illustration de l'effet « GZK ». Les courbes en trait plein indiquent la longueur d'interaction des photons sur les différents fonds cosmologiques en fonction de leur énergie. Les courbes en pointillés concernent les protons.	16
Figure B-4 : spectre d'énergie des rayons cosmiques observés par AGASA au-dessus de 10^9 GeV tirée de [9]. La courbe en pointillés illustre ce qui est attendu d'une distribution de sources uniformément réparties dans l'univers. Cette hypothèse inclut implicitement l'effet « GZK ». Des événements ont été observés au-delà de la coupure GZK.	17
Figure B-5 : domaine d'énergie couvert par les différents messagers. Les neutrinos sont les seuls présents dans deux zones du spectre, entre 10^5 GeV et 10^{10} GeV et au-delà de 10^{12} GeV.	18
Figure B-6 : répartition des noyaux actifs de galaxie [12].	21
Figure B-7: diagramme schématique illustrant le modèle unifié des AGN. La partie supérieure correspond à une source de grande puissance avec des jets émergeant du tore « ouvert », la partie inférieure à une source de faible puissance avec des jets émergeant d'un tore « fermé ». Des morphologies différentes sont produites en fonction de l'orientation de l'observateur par rapport au tore obscurcissant et aux jets. Les BL lac et les quasars variables optiquement violents sont appelés blazars dans le texte [13].	22
Figure B-8 : image de la galaxie active NGC 4261 [14]. A gauche, une image prise du sol, composition entre des observations dans le visible et le radio. La photographie dans le visible laisse apparaître la galaxie en blanc alors qu'en radio les jets émergeant du cœur de la galaxie apparaissent en gris clair. A droite, une image du Hubble Space Telescope qui montre qu'un disque d'accrétion alimente en matière un possible trou noir au centre de la galaxie.	23
Figure B-9 : spectre de Mkn 421, un AGN typique [15]. La première bosse est associée à l'émission synchrotron des électrons accélérés dans les jets. La deuxième bosse peut s'expliquer soit par diffusion Compton inverse (modèle électromagnétique), soit par la désintégration des pions neutres (modèles hadroniques)	24
Figure B-10 : diagramme de Hillas montrant les sources susceptibles d'accélérer des particules jusqu'à une énergie donnée [20]. Les droites correspondent aux conditions nécessaires à l'accélération de protons à 10^{11} GeV et 10^{12} GeV et de noyaux de Fer à 10^{11} GeV. Les objets situés en dessous des droites ne sont pas susceptibles d'accélérer les particules jusqu'à l'énergie correspondante.	25
Figure C-1 : évolution de la section efficace d'interaction des neutrinos en fonction de leur énergie exprimée en GeV ([22] et [23]). La figure de droite montre la section efficace totale (CC + CN) pour les neutrinos et anti-neutrinos, celle de gauche la comparaison des sections efficaces courant neutre (CC) $\sigma(\nu N \rightarrow \nu + X)$ et courant chargé (NC) $\sigma(\nu N \rightarrow \mu^- + X)$.	28
Figure C-2 : régénération des neutrinos dans la Terre. La figure de gauche illustre la régénération des neutrinos dans la Terre par interactions CN, celle de droite la régénération des neutrinos tauïques par la désintégration du tau produit lors de leur interaction CC.	29

Figure C-3 : évolution du coefficient de transmission en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal du neutrino [24].	29
Figure C-4 : comparaison de la déviation entre le neutrino et le muon et de la fraction d'énergie emportée par le muon au niveau du vertex et au niveau du détecteur. La figure de gauche montre l'évolution de l'angle moyen entre le neutrino et le muon en fonction de l'énergie du neutrino, celle de droite l'évolution de la fraction d'énergie du neutrino emmenée par le muon.	30
Figure C-5 : évolution de la perte d'énergie des muons en fonction de leur énergie [26] . La figure de gauche montre la perte d'énergie dans la roche, celle de droite la perte d'énergie dans l'eau.	31
Figure C-6 : évolution du parcours du muon R_μ dans la roche en fonction de son énergie au vertex d'interaction. A haute énergie R_μ évolue linéairement avec le log de l'énergie du muon.	32
Figure C-7 : illustration de l'effet Tcherenkov. Le front d'onde est émis sous un angle θ_c par rapport à la trace de la particule chargée.	33
Figure C-8 : augmentation du volume effectif de détection par rapport au volume géométrique du détecteur à cause du grand parcours des muons de haute énergie [25].	35
Figure C-9 : schéma de développement d'une gerbe atmosphérique. Le proton primaire interagit avec un noyau de l'atmosphère. Il s'en suit la production de pions. Ces pions se désintègrent en neutrinos et en muons.	35
Figure C-10 : schéma du détecteur ANTARES [29]	37
Figure C-11 : photographie montrant l'arrivée du câble électro-optique, reliant le détecteur à la côte, sur la plage des sablettes à La Seyne-sur-Mer (10 oct. 2001).	38
Figure C-12 : photographie montrant la boîte de jonction sur le bateau un peu avant sa mise à l'eau (9 déc. 2002).	38
Figure C-13 : photographie montrant « la ligne secteur » (voir conclusion du chapitre), représentant 5 étages (un secteur) d'une ligne finale (nov. 2002).	38
Figure C-14 : schéma de principe d'un module optique [25].	39
Figure C-15 : nombre de photo-électrons détectés en fonction de l'angle entre la trace et l'axe du phototube pour des muons passant à 50 cm. Le maximum de la courbe se situe pour un angle de 43° : c'est une mesure de l'angle Tcherenkov ([30] et [31]).	40
Figure C-16 : nombre de photo-électrons détectés par un phototube en fonction de la distance entre le phototube et la trace de muon lorsque l'angle entre la trace et le phototube est de 45° ([30] et [31]).	40
Figure C-17 : fonctionnement de la discrimination entre événements SPE et événements WF. Cette figure illustre le fonctionnement de la discrimination de la forme des signaux à l'aide d'un gabarit en temps et en amplitude (en gris). Si l'impulsion est à l'intérieur du gabarit elle sera traitée en mode simple (SPE) sinon elle sera traitée en mode complexe (WF) [32].	41
Figure C-18 : principe de l'utilisation d'un TVC pour la détermination du temps d'arrivée d'une impulsion ([32] et [33]).	41
Figure C-19 : carte géographique du site ANTARES [35].	42
Figure C-20 : relevé bathymétrique du site ANTARES réalisé avec le sous-marin « le Nautille ».	43

Figure C-21 : vitesse et orientation des courants enregistrés sur le site ANTARES. La direction privilégiée des courants est Est-Ouest et la plus grande vitesse enregistrée est de l'ordre de 20 cm/s.	43
Figure C-22 : distributions normalisées à une même hauteur de pic des temps d'arrivée des photons dans les photomultiplicateurs pour les deux distances de 24 et 44 m ([36], [37] et [38]).	44
Figure C-23 : perte de transmissibilité des sphères pour des régions proches de l'horizontale sur une période de 8 mois [35]. Les angles sont mesurés par rapport à la verticale orientée vers le haut, 90° signifiant l'horizontale (aussi appelé équateur de la sphère).	46
Figure C-24 : exemple de profil temporel du taux de comptage enregistré sur un phototube de 8 pouces et distribution de ce taux de comptage [40].	47
Figure C-25 : schéma du démonstrateur « ligne 5 » [24].	48
Figure C-26 : comparaison des distributions angulaires reconstruites des muons atmosphériques à partir des données réelles et des données simulées [24].	49
Figure C-27 : schéma du détecteur Baïkal NT200 [43].	50
Figure C-28 : schéma des détecteurs AMANDA-A, AMANDA B10 et AMANDA II [44]. Le schéma représente le détecteur tel qu'il était en 1998-1999 avec 3 grandes lignes installées. La tour Eiffel est donnée comme point de comparaison car le dessin est à l'échelle. Le détecteur AMANDA-A est en haut, AMANDA-B10 en bas de même qu'un gros plan sur un module optique.	52
Figure C-29 : comparaison du ciel observable, en coordonnées galactiques, par un détecteur au Pôle Sud (AMANDA) et un détecteur dans l'hémisphère nord (ANTARES). La zone noire symbolise la partie du ciel non-observable, le dégradé montre l'évolution de la fraction de temps d'observation sur une année de chaque zone du ciel. Les points représentent les sources détectées par EGRET. La figure de gauche montre le ciel observable par AMANDA, celle de droite celui observable par ANTARES. Il est important de noter qu'AMANDA ne peut pas observer le centre galactique.	53
Figure C-30 : schéma du détecteur IceCube [45]	55
Figure D-1 : cylindre de génération des interactions neutrinos et cylindre dans lequel la génération de la lumière Tcherenkov est effectuée.	58
Figure D-2 : évolution des caractéristiques du verre, du gel et du phototube en fonction de la longueur d'onde [(a) : évolution de la transparence du couple verre+gel ;(b) : évolution de l'efficacité quantique du phototube ; (c): évolution de la longueur d'absorption du verre ; (d) : évolution de la longueur d'absorption du gel.].	61
Figure D-3 : comparaison entre l'évolution du nombre de photoélectrons détectés en fonction de l'angle dans les données obtenues en laboratoire (courbe en trait plein) à la simulation (courbe en pointillés) pour des traces passant à un mètre du phototube [31].	61
Figure D-4 : évolution du flux des muons issus des neutrinos atmosphériques et des muons atmosphériques en fonction de l'angle zénithal sur le site ANTARES.	62
Figure D-5 : caractéristiques principales des paquets de muons atteignant la canette. (a) multiplicité ; (b) énergie moyenne des muons ; (c) distance moyenne entre les muons.	63
Figure D-6 : comparaison du flux prédit par 3 modèles de flux de neutrinos atmosphériques conventionnels : HKKM, Bartol et Volkova. Flux différentiel prédit multiplié par E_ν^3 [61]. La figure de gauche montre le flux des neutrinos et anti-neutrinos muoniques, celle de droite celui des neutrinos et anti-neutrinos électroniques. L'accord entre les différentes prédictions est de l'ordre de 20 %.	64

Figure D-7 : comparaison entre le flux de neutrinos prompts pour différents modèles. Les bandes délimitent, pour chaque modèle de production de charme, la plus haute et la plus faible prédiction [61].	66
Figure D-8 : flux total des neutrinos atmosphériques pour différents modèles de neutrinos prompts. La courbe en trait plein noir représente le flux des neutrinos atmosphériques conventionnels prédit par le modèle de Bartol. Les bandes délimitent, pour chaque modèle de production de charme, la plus haute et la plus faible prédiction [61].	66
Figure D-9 : définition du référentiel utilisé par le programme de reconstruction [66].	67
Figure D-10 : illustration de l'émission d'un photon Tcherenkov par un muon se propageant en ligne droite vers un phototube [66].	68
Figure D-11 : évolution de la distribution des résidus en temps en fonction de l'énergie des muons.	69
Figure D-12 : schéma de principe de la stratégie retenue [67].	71
Figure D-13 : densité de probabilité utilisée pour le maximum de vraisemblance simplifié en fonction du résidu Δt et de l'angle entre le photon et le phototube θ_γ . [66].	75
Figure D-14 : exemple de distribution de probabilité pour des amplitudes d'impulsions comprises entre 0,5 et 1,5 photoélectrons. En gris, pour les impulsions provenant du bruit de fond, en noir pour les impulsions provenant du signal [67].	76
Figure D-15 : évolution de la surface effective neutrino en fonction de l'énergie du neutrino pour les trois stratégies disponibles dans le programme de reconstruction.	78
Figure D-16 : évolution de la surface effective en muons des événements reconstruits en fonctions de l'angle zénithal du muon et de différentes gammes d'énergie du neutrino. Les carrés représentent les résultats obtenus avec la stratégie « initiale », les triangles la stratégie « itérative » et les ronds la stratégie retenue.	78
Figure D-17 : évolution de l'angle entre le muon au vertex (μ_{MC}) et le muon reconstruit (μ_{reco}), le neutrino (ν) et le muon reconstruit en fonction de l'énergie E_ν du neutrino.	79
Figure D-18 : distribution de l'énergie reconstruite en fonction de l'énergie vraie obtenue avec l'ancienne méthode.	80
Figure D-19 : évolution de l'amplitude des impulsions enregistrées sur les phototubes en fonction de leur origine et de l'énergie du muon. Cette figure est obtenue avant la digitisation des impulsions et montre l'augmentation de la proportion d'impulsions en provenance des gerbes électromagnétiques avec l'augmentation de l'énergie du muon. La coupure à 2,5 pe est symbolisée par le trait horizontal.	81
Figure D-20 : estimation de ε en utilisant une trace montante inclinée de θ_c . La lumière Tcherenkov se retrouve sur un plan horizontal et la fraction détectable sera la projection de la surface des photocathodes sur ce plan. Sur ce même schéma est illustré le fait que les muons perdent de l'énergie lors de leur traversée du volume de sensibilité.	82
Figure D-21 : évolution de l'efficacité ε du détecteur en fonction de l'angle zénithal reconstruit du muon.	83
Figure D-22 : distribution des L_μ pour les traces reconstruites (trait continu) et pour les traces reconstruites qui passent dans le volume englobant l'ensemble des photomultiplicateurs (volume instrumenté, trait en pointillés).	83
Figure D-23 : comparaison de l'estimateur ρ avec la théorie du dE/dx . La figure de gauche montre l'évolution de ρ avec l'énergie du muon, celle de droite l'évolution théorique du dE/dx dans l'eau en fonction de l'énergie du muon [26].	84

Figure D-24 : évolution des paramètres a et b en fonction de l'énergie du muon dans l'eau [72].	85
Figure D-25 : comparaison entre l'évolution de ρ avec l'énergie et la théorie du dE/dx (courbe en traits pointillés).	85
Figure D-26 : ajustement du polynôme de degré 3 sur l'évolution de ρ avec l'énergie du muon.	86
Figure D-27 : distribution des énergies reconstruites en fonction des énergies vraies : à gauche pour tous les événements reconstruits en énergie et à droite pour les événements sélectionnés comme « bien reconstruits ».	87
Figure D-28 : comparaison des résidus en énergie obtenus avec les deux méthodes. Les figures de gauche montrent les résidus obtenus avec l'ancienne méthode, celles de droite les résidus obtenus avec la nouvelle méthode pour différentes décades en énergie.	88
Figure D-29 : comparaison de l'évolution avec l'énergie de la valeur moyenne et de la RMS des résidus en énergie entre les deux estimateurs d'énergie (carrés noirs : ancienne méthode, ronds : nouvelle méthode).	89
Figure D-30 : comparaison entre les deux estimateurs d'énergie pour l'évolution de la RMS des résidus en fixant la valeur moyenne à 0 (carrés noirs : ancienne méthode, ronds : nouvelle méthode). La figure de gauche montre les performances, pour des valeurs de paramètres identiques, avec le détecteur 10 lignes, celle de droite avec le détecteur 14 lignes.	90
Figure D-31 : reconstruction des spectres en énergie obtenus avec le nouvel estimateur d'énergie. En haut (en bas), les spectres différentiels à gauche et intégrés à droite représentant le taux d'événements pour les neutrinos atmosphériques (un modèle de flux diffus, la limite de Waxman et Bahcall [74]) dans le détecteur ANTARES.	90
Figure E-1 : carte du ciel montrant la répartition des événements d'énergie supérieure à 4.10^{10} GeV en coordonnées galactiques. Les carrés représentent les événements d'énergie supérieure à 10^{11} GeV ; les autres sont représentés par des cercles. Les accumulations de rayons cosmiques dans des zones de $2,5^\circ$ sont illustrées par les zones cerclées. Les zones ombrées sont les régions du ciel non observables [75].	94
Figure E-2 : carte du ciel en coordonnées équatoriales montrant l'excès ou le déficit d'événements en terme de nombre de déviation standard σ par rapport à ce qui était attendu. Un excès en provenance du centre galactique (C.G.) et du Cygne est visible. Un déficit en provenance de l'anti centre galactique (anti C.G.) est également apparent [76].	94
Figure E-3 : mécanisme de Fermi du second ordre, diffusion des particules sur des inhomogénéités magnétiques d'un plasma en mouvement à la vitesse v [78].	95
Figure E-4 : Mécanisme de Fermi du premier ordre. L'accélération a lieu lors des multiples traversées de l'onde de choc par la particule [78].	96
Figure E-5 : spectre mesuré par les satellites ASCA et EGRET et le détecteur au sol CANGAROO II. Ce spectre est comparé aux modèles théoriques. Seul le modèle hadronique utilisant la désintégration des pions neutres pour la production des γ explique les données de CANGAROO II. Les données mesurées par EGRET sur une position très voisine dans le ciel, à plus basse énergie, rend l'interprétation des données par le modèle hadronique beaucoup moins convaincante. Ceci constitue une première indication de mécanisme hadronique détecté dans le résidu de supernova RX J1317.7-3946 ([79] et [80]).	99

Figure E-6 : région de l'espace des paramètres (flux au niveau du pic / énergie du pic) autorisée par les différents modèles pour expliquer l'observation de CANGAROO II. Cette analyse n'utilise pas les mesures d'EGRET sur la source voisine. La région grise à gauche représente la région autorisée par les données à 1σ . L'aire grisée sur la droite représente la région à 1σ obtenue sous l'hypothèse d'un modèle électromagnétique utilisant l'effet Compton inverse pour produire les photons de haute énergie.....	99
Figure E-7 : comparaison entre les sections efficaces totales des réactions pp , $p\gamma$ et $\gamma\gamma$ en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. La section efficace pp est supérieure de 2 ordres de grandeur à la section efficace $p\gamma$. Néanmoins c'est cette dernière qui domine dans les processus astrophysiques du fait de la grande densité des champs de photon [82].	102
Figure E-8 : évolution de la section efficace des processus $p\gamma$ suivant les différents canaux en fonction de l'énergie du photon [82].	102
Figure E-9 : comparaison des sections efficaces des processus $p\gamma \rightarrow \Delta$ [82].	103
Figure E-10 : distribution du taux de formation des étoiles en fonction du redshift z . Cette fonction, partant de $z=0$ et se stabilisant à $z\sim 2$, est généralement utilisée pour estimer la distribution des AGN ou GRB dans l'univers [87].	108
Figure E-11 : flux de γ au TeV mesuré sur les sources Markarian 501 et le Crabe par la collaboration HEGRA [88].	109
Figure E-12 : spectre en énergie des photons émis dans l'univers [89]. La figure de gauche montre le spectre en énergie des photons allant de 100 eV à 1 TeV comme mesuré par les différentes générations de satellites. Celle de droite montre la mesure du flux diffus en gamma réalisée par EGRET. L'ajustement entre 10 MeV et 100 GeV par une loi de puissance donne un indice spectral de 2,1.....	110
Figure E-13 : limites sur le flux de neutrinos données par Waxman et Bahcall (ligne horizontale) et Mannheim, Protheroe et Rachen MPR98 (zone centrale hachurée). Pour comparaison le flux de neutrinos atmosphériques est représenté par la zone hachurée de gauche. La variation de la limite MPR98 s'explique par la variation de l'opacité des sources aux neutrons. La valeur la plus haute de la limite est obtenue pour une source opaque aux neutrons [85].	112
Figure E-14 : modèles utilisant les AGN comme source de neutrinos, normalisés sur les flux observés de rayons X (SDSS91 [90] et [91], NMB92 [81], SP94 [96], M95 quiet [92], SS95 quasar [97])	116
Figure E-15 : modèles utilisant les AGN comme source de neutrinos, normalisés sur les flux observés de rayons γ (M95 loud A et B [92], P96 [98], HZ97 [99], SS95 blazar [100].	120
Figure E-16 : modèles utilisant les AGN comme source de neutrinos, normalisés sur les flux observés des rayons cosmiques (H98 AGN [101], KKSS02 [102], NSAK02 [103]).	122
Figure E-17 : modèles utilisant les GRB comme source de neutrinos (W00 « internal » et « reverse » et somme des deux [104] et [105], GSW01 « external » et « internal » [106] et [107]).....	125
Figure F-1 : évolution du nombre d'événements par an en fonction du nombre total d'impulsions enregistrées dans l'événement, pour le signal flux diffus (à gauche) et pour le bruit de fond associé aux muons atmosphériques reconstruits montants (à droite). Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).	128

Figure F-2 : évolution du rapport Γ (rapport entre la fraction de signal conservée et la fraction de bruit de fond des muons atmosphériques conservée) en fonction du nombre d'impulsions associées à chacun des événements. Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).	129
Figure F-3 : évolution du nombre d'événements par an en fonction du taux de comptage ρ , pour le signal flux diffus (à gauche) et pour le bruit de fond associé aux muons atmosphériques reconstruits montants (à droite). Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).	130
Figure F-4 : évolution du rapport Γ (rapport entre la fraction de signal conservée et la fraction de bruit de fond des muons atmosphériques conservée) en fonction du taux de comptage ρ . Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).	130
Figure F-5 : évolution du nombre d'événements par an en fonction de l'énergie moyenne par coup, pour le signal flux diffus à gauche et pour le bruit de fond associé aux muons atmosphériques (à droite). Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).	131
Figure F-6 : évolution du rapport Γ (rapport entre la fraction de signal conservée et la fraction de bruit de fond des muons atmosphériques conservée) en fonction de l'énergie moyenne par impulsion ϵ . Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).	132
Figure F-7 : évolution du nombre d'événements par an en fonction de la dispersion S , pour le signal flux diffus (à gauche) et pour le bruit de fond constitué par les muons atmosphériques (à droite). Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).	133
Figure F-8 : évolution du rapport Γ (rapport entre la fraction de signal conservée et la fraction de bruit de fond des muons atmosphériques conservée) avec la valeur de la coupure sur la dispersion S . Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).	133
Figure F-9 : évolution de la valeur du maximum de vraisemblance avec le nombre d'impulsions utilisées pour l'ajustement.	134
Figure F-10 : évolution du nombre d'événements en fonction de la valeur du maximum de vraisemblance, pour le signal flux diffus (à gauche) et pour le bruit de fond correspondant aux muons atmosphériques (à droite). Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).	135
Figure F-11 : évolution du rapport Γ (rapport entre la fraction de signal conservée et la fraction de bruit de fond des muons atmosphériques conservée) en fonction de la coupure sur la valeur du maximum de vraisemblance. Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).	135
Figure F-12 : évolution du nombre d'événements par an en fonction de l'énergie reconstruite, pour le signal flux diffus (à gauche) et pour le bruit de fond constitué par les muons atmosphériques (à droite). Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).	136
Figure F-13 : évolution du rapport Γ (rapport entre la fraction de signal conservée et la fraction de bruit de fond des muons atmosphériques conservée) en fonction de la coupure sur la valeur de l'énergie reconstruite. Deux types de flux diffus sont montrés : WB98 [74] en noir (E^{-2}) et HZ97 [99] en gris (E^{-1}).	136

Figure F-14 : évolution de la valeur du maximum de vraisemblance (en réalité - $\ln \mathcal{L} / (N_f - 5)$) en fonction de l'erreur commise sur l'estimation de l'énergie. La ligne définit une coupure sur la valeur du maximum de vraisemblance (voir le texte).....	137
Figure F-15 : évolution de la RMS sur la distribution de l'erreur commise sur l'estimation du logarithme de l'énergie (en haut) et sur l'estimation de l'angle zénithal θ (en bas) en fonction de la coupure sur la valeur du maximum de vraisemblance. La ligne, sur la figure du haut, illustre une résolution en énergie équivalente à un facteur 3 sur l'énergie du muon. ...	137
Figure F-16 : évolution de la valeur du maximum de vraisemblance en fonction du nombre d'impulsions de l'événement.....	139
Figure F-17 : évolution de la valeur du maximum de vraisemblance en fonction de la dispersion S de l'événement.	139
Figure F-18 : évolution de la dispersion S avec le nombre d'impulsions. Les lignes noires représentent les coupures appliquées : un nombre d'impulsions supérieur à 247 et une dispersion S supérieure à 342.	139
Figure F-19 : choix de la coupure sur la valeur du maximum de vraisemblance. Cette coupure permet de rejeter un grand nombre de multi-muons et d'améliorer la résolution en énergie.	140
Figure F-20 : spectre des multi-muons en fonction de l'énergie reconstruite pour des événements reconstruits montants sur lequel est indiqué l'ajustement du spectre par trois lois de puissance. L'effet des coupures sur le nombre d'impulsions ou sur S est également illustré.	141
Figure F-21 : comparaison entre les spectres vrais et reconstruits du nombre d'événements au-dessus d'un certain seuil en énergie pour les neutrinos atmosphériques et les flux diffus. Celle de gauche représente le spectre des neutrinos atmosphériques (Bartol [57]) et celle de droite celui du flux diffus, modèle de Waxman et Bahcall (WB98 [74]).....	143
Figure F-22 : comparaison entre les spectres intégrés reconstruits des neutrinos atmosphériques et du flux diffus de Waxman et Bahcall.	143
Figure F-23 : évolution de la surface effective en neutrinos en fonction de l'énergie du neutrino. La courbe supérieure représente la surface effective associée aux événements reconstruits et la courbe inférieure celle associée aux événements sélectionnés par les coupures définies dans F.3.	144
Figure F-24 : évolution de la surface effective en muons en fonction de l'énergie des neutrinos et de l'angle vrai des muons pour les événements reconstruits et les événements sélectionnés.....	145
Figure F-25 : construction de l'intervalle de confiance $[N_\ell^{\min}(s); N_\ell^{\max}(s)]$ sur le nombre d'événements observés N pour chaque valeur du nombre d'événements moyen de signal s (valeur moyenne du nombre d'événements de bruit de fond b et une valeur du niveau de confiance \mathcal{C}_ℓ fixées) par la méthode de Feldman et Cousins.....	148
Figure F-26 : détermination de l'intervalle de confiance sur le nombre moyen d'événements s (pour une valeur du bruit de fond moyen b et une valeur du niveau de confiance \mathcal{C}_ℓ donnée) par la méthode de Feldman et Cousins.	149
Figure F-27 : schéma montrant la méthode suivie pour déterminer la sensibilité d'une expérience à partir de la distribution des événements en fonction de l'énergie du neutrino. Pour un seuil en énergie E_0 fixé, le nombre d'événements de bruit de fond moyen b intégré au-dessus de E_0 (en gris clair) permet de définir $\langle s_\ell \rangle$. La simulation Monte Carlo fournit également le nombre d'événements s_{th} associé à un modèle de flux diffus donné (en gris foncé). La sensibilité à ce même modèle est déterminée en recherchant la constante de normalisation A_1 qui permet de retrouver les $\langle s_\ell \rangle$ événements.....	150

Figure F-28 : évolution du nombre d'événements par an pour les neutrinos atmosphériques et deux modèles de flux diffus, après sélection, en fonction de l'amplitude totale. Les deux modèles de flux diffus sont la limite supérieure de Waxman et Bahcall et le flux diffus équivalent à la limite supérieure déterminée expérimentalement par le détecteur AMANDA B10.	151
Figure F-29 : distribution du nombre d'événements par an utilisé par AMANDA avec le détecteur B10 pour déterminer la limite supérieure sur le flux de neutrinos [112].	151
Figure F-30 : intervalle de confiance basé sur la méthode de Feldman & Cousins pour un niveau de confiance de 90 % pour un signal moyen s inconnu en présence d'un bruit de fond moyen nb de 1,6.	153
Figure F-31 : évolution de $\langle s_t \rangle$ en fonction du seuil en énergie sur l'énergie vraie des muons, à gauche après un an de prise de données et à droite après 3 ans de prise de données. Pour comparaison, sont montrées l'évolution du nombre d'événements liés au bruit de fond des neutrinos atmosphériques et celle du signal constitué par la limite de Waxman et Bahcall.	154
Figure F-32 : évolution de la valeur de la constante de normalisation du flux en E^{-2} correspondant à la sensibilité intrinsèque d'ANTARES au bout d'un an ou de trois ans de prise de données en fonction du seuil sur l'énergie vraie du muon.	155
Figure F-33 : évolution de $\langle s_t \rangle$ en fonction du seuil en énergie sur l'énergie reconstruite des muons, à gauche après un an de prise de données et à droite après 3 ans de prise de données. Pour comparaison, sont montrées l'évolution du nombre d'événements liés au bruit de fond des neutrinos atmosphériques et celle du signal correspondant à limite de Waxman et Bahcall.	155
Figure F-34 : évolution de la constante de normalisation du modèle en E^{-2} représentant la sensibilité d'ANTARES en fonction de l'énergie de seuil sur l'énergie reconstruite du muon.	156
Figure F-35 : comparaison de la sensibilité d'ANTARES avec les différents modèles de flux diffus (SDSS91 [90] et [91], P96 [98], HZ97 AGN [99], M95 [92] et W00 [104] et [105]) ainsi qu'avec les limites d'autres expériences (AMANDA [112] et [113]).	157
Figure F-36 : évolution du flux des événements reconstruits montants en fonction de l'énergie du primaire pour la production A (traits continus) et pour la production B (traits pointillés). ...	159
Figure F-37 : évolution du flux en fonction de l'énergie E_p du primaire au-dessus de 200 TeV pour les événements à 1 seule trace (trait continu) déterminés à l'aide de la production A et pour les événements à plus d'une trace (traits pointillés) déterminés à l'aide de la production B.	159
Figure F-38 : multiplicité et énergie du primaire pour les 5 événements muons atmosphériques subsistants avant l'application du seuil sur l'énergie reconstruite du muon.	161

Liste des références

- [1] BATSE, <http://cossc.gsfc.nasa.gov/batse>
- [2] BeppoSax, <http://bepposax.gsfc.nasa.gov/bepposax>
- [3] *Gamma-ray bursts and the fireball model*
T. Piran
Phys. Rep. 314 (1999) 575 (astro-ph/9810256)
- [4] *GRBs in the cannonball model: an overview*
A. De Rujula
4th Microquasar Workshop, Cargese (2002) (astro-ph/0207033)
- [5] *Origin and propagation of extremely high-energy cosmic rays*
P. Bhattacharjee et G. Sigl
Phys. Rep. 327 (2000) 109 (astro-ph/9811011)
- [6] *End of the cosmic ray spectrum ?*
K. Greisen
Phys. Rev. Letter. 16 (1966) 748
- [7] *Upper limit of the spectrum of cosmic rays*
G. Zatsepin et V. Kuz'min
JETP Lett. 4 (1966) 78
- [8] *Has the GZK cutoff been discovered ?*
J. Bahcall et E. Waxman
(2002) (hep-ph/0206217)
- [9] *Extension of the cosmic-Ray Energy Spectrum beyond the Predicted Greisen-Zatsepin-Kuz'min Cutoff*
M. Takeda et al.
Phys. Rev. Let. 81 (1998) 1163 (astro-ph/9807193)
- [10] *Neutrinos from cosmic ray interactions with galactic matter*
F. Montanet
Note interne ANTARES-phys/1999-018 (1999)
- [11] *La supernova 1987A*
S. Bongard-Canet et A. Romeyer
Travail d'Etude et de Recherche Encadré, Maîtrise de Physique, Université Claude Bernard Lyon I (1999)
- [12] *Observation en astronomie gamma de haute et très haute énergie*
B. Degrange
Cours donné à l'école de Gif 1997
- [13] *Extreme astrophysical sources*
J. Paul et G.F. Bignami
Comptes rendus de l'Académie des Sciences, Série IV - Physique . Astrophysique – Vol. 1 – Num. 2 (2000) 179
- [14] Université du Tennessee, <http://csep10.phys.utk.edu/astr162/lect/active/ngc4261.html>
- [15] Université d'Alabama, <http://www.astr.ua.edu/keel/agn/mkn421.html>

- [16] *Microquasar in our galaxy*
I. F. Mirabel et L. F. Rodriguez
Nature 392 (1998) 673
- [17] *Large scale, decelerating, relativistic X-ray jets from the microquasar XTE J1550-564*
S. Corbel et al.
Science 298 (2002) 196 (astro-ph/0210224)
- [18] *Probing Micro-quasars with TeV Neutrinos*
A. Levinson et E. Waxman
Phys.Rev.Lett. 87 (2001) 171101 (hep-ph/0106102)
- [19] *Neutrino flux predictions for known galactic microquasars*
C. Distefano et al.
4th Microquasar Workshop, Cargese (2002) (astro-ph/020220)
- [20] *Rayonnements cosmiques de haute énergie*
B. Degrange
<http://polywww.in2p3.fr/HESS/documents> (2001)
- [21] *Caractérisation des performances d'un télescope sous-marin à neutrinos pour la détection de cascades contenues dans le cadre du projet ANTARES*
F. Bernard
Thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, Aix-Marseille II, Marseille (2000)
- [22] *Neutrino interactions at ultra-high energies*
R. Gandhi, C. Quigg, M.H. Reno et I. Sarcevic
Phys. Rev. D 58 (1998) 093009 (hep-ph/9807264)
- [23] *Ultra-high neutrino interactions*
R. Gandhi, C. Quigg, M.H. Reno et I. Sarcevic
Astropart. Phys. 5 (1996) 81
- [24] *Possibilités d'observation, par le télescope ANTARES, de neutrinos de haute énergie associés aux sursauts gamma et validation des techniques de détection à l'aide d'un prototype*
A. Kouchner
Thèse de doctorat, Université Denis-Diderot, Paris VII (2001)
- [25] *Etude de la résolution angulaire du télescope à neutrino ANTARES*
A. Oppelt
Thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, Aix-Marseille II, Marseille (2001)
- [26] *Muon interactions at high energies*
C. Carloganu
Note interne ANTARES-phys/1998-013 (1998)
- [27] *Calculating effective areas for neutrinos*
D. Bailey
Note interne ANTARES-phys/2001-11 (2001)
- [28] *Calculation of effective muon ranges and application to overall effective areas*
D. Bailey
Note interne ANTARES-phys/2001-07 (2001)
- [29] *GALLEX, NOMAD, ANTARES : une décennie de neutrinos*
Th. Stolarczyk
Habilitation à diriger des recherches, Université Denis-Diderot, Paris VII (2003)

- [30] *The ANTARES optical module*
P. Amram et al.
Nucl. Instr. and Methods A484 (2002) 369 (astro-ph/0112172)
- [31] *Latest Gamelle results*
H. Lafoux, A. Cade
Note interne ANTARES-Opmo/1998-002 (1998)
- [32] *Etude de la détection de monopôles magnétiques au sein du futur télescope à neutrinos ANTARES et caractérisation des performances du traitement des impulsions des photomultiplicateurs*
J.S. Ricol
Thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, Aix-Marseille II, Marseille (2002)
- [33] *Introduction à l'ARSI*
D. Lachartre, F. Feinstein et N. de Botton
Note interne ANTARES-elec/1999-001 (1999)
- [34] *Results of test 5*
collaboration ANTARES
Note interne ANTARES-Prot/2000-001 (2000)
- [35] *A deep sea telescope for high energy neutrinos*
E. Aslanides et al.
astro-ph/9907432 (1999)
- [36] *Light transmission in the ANTARES site measurement in blue light (Analysis of Test 3' data)*
N. Palanque-Delabrouille
Note interne ANTARES-Site/1999-003 (1999)
- [37] *Blue and UV transmission in the ANTARES site (Analysis of Test 3' data)*
N. Palanque-Delabrouille
Note interne ANTARES-Site/2000-002 (2000)
- [38] *Blue and UV transmission in the ANTARES site (Analysis of Test 3' data)*
N. Palanque-Delabrouille
Note interne ANTARES-site/2001-002 (2001)
- [39] *Sedimentation and fouling of optical surfaces at the ANTARES site*
P. Amram et al.
Astropart. Phys. 19 (2003) 253 (astro-ph/0206454)
- [40] *Background light in potential sites for the ANTARES undersea neutrino telescope*
P. Amram et al.
Astropart. Phys. 13 (2000) 127 (astro-ph/9910170)
- [41] *Line 4 data analysis*
F. Cassol
Note interne ANTARES-Slow/1999-001 (1998)
- [42] *Cosmic-ray muons in the deep ocean*
J. Babson et al. (DUMAND collaboration)
Phys. Rev. D 42 (1990) 3613
- [43] *BAIKAL experiment: status report*
G. Domogatsky
Nucl. Phys. Proc. Suppl. 110 (2002) 504 (astro-ph/0112446)

- [44] *Observation of high energy atmospheric neutrinos with the Antarctic Muon and Neutrino Detector Array*
AMANDA collaboration
Phys. Rev. D 66 (2002) 012005 (astro-ph/0205109)
- [45] *IceCube - the next generation neutrino telescope at the South Pole*
A. Karle
XXth International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Munich (2002)
(astro-ph/0209556)
- [46] *Status of the NEMO project*
G. Riccobene
2nd workshop on methodical aspects of underwater/underice neutrino telescope, Hamburg (2001)
- [47] *NESTOR a neutrino particle astrophysics underwater laboratory for the mediterranean*
L.K. Resvanis et al.
High energy neutrino astrophysics workshop, Hawaiï (1992)
- [48] *Extension of Genneu v3r0 event generator for high energy neutrino interactions with muon propagation to the detector*
D. Bailey
Note interne ANTARES-Soft/2000-005 (2000)
- [49] *Genhen v3r1 further optimisation for large energy ranges*
D. Bailey
Note interne ANTARES-Soft/2000-006 (2000)
- [50] *Genhen v5r1 : software documentation*
D. Bailey
Note interne ANTARES-Soft/2002-004 (2002)
- [51] *HEMAS: a Monte Carlo code for hadronic, electromagnetic and TeV muon components in air shower*
E. Scapparone
International Workshop on Simulation and analysis methods for large neutrino detectors, Desy Zeuthen (1998) (physics/9902043)
- [52] *Propagation of multi TeV muons*
P. Lipari et T. Stanev
Phys. Rev. D 44 (1991) 3543
- [53] *KM3 v2r1: user guide*
D. Bailey
Note interne ANTARES-Soft/2002-006 (2002)
- [54] *Detector description and simulation tool*
GEANT
CERN programme library
- [55] *K⁴⁰ signals from the glass sphere*
J.Brunner
Note interne ANTARES-Opmo/2000-9 (2000)
- [56] *Calculation of the flux of atmospheric neutrinos*
Honda et al.
Phys. Rev. D 52 (1995) 4985 (hep-ph/9503439)

- [57] *Flux of atmospheric neutrinos*
G. Barr, T. K. Gaisser et T. Stanev
Phys. Rev. D **39** (1989) 3532
- [58] *Atmospheric neutrino flux above 1 GeV*
V. Agrawal, T. K. Gaisser, P. Lipari et T. Stanev
Phys. Rev. D vol **53** (1996) 1314 (hep-ph/9509423)
- [59] *Energy spectra and angular distributions of atmospheric neutrinos*
L.V. Volkova
Sov. J. Nucl. Phys. **31** (1980) 6
- [60] *A 3-dimensional calculation of the atmospheric neutrino fluxes*
G. Battistoni et al.
Astropart. Phys. **12** (2000) 315 (hep-ph/9907408)
- [61] *Conventional and prompt atmospheric neutrinos fluxes*
T. Montaruli et A. Romeyer
Note interne ANTARES-Phys/2001-015 (2001)
- [62] *The Prompt Lepton Cookbook*
C.G.S Costa
Astropart. Phys. **16** (2001) 193 (hep-ph/0010306)
- [63] *Atmospheric muons and neutrinos*
V.A. Naumov
2nd workshop on methodical aspects of underwater/underice neutrino telescopes, Hambourg (2001) (hep-ph/0201310)
- [64] *Atmospheric muon flux at sea level, underground, and underwater*
E.V. Bugaev et al
Phys. Rev. D **58** (1998) 054001 (hep-ph/9803488)
- [65] *Charm production and high energy atmospheric muon and neutrino fluxes*
M. Thunman, G. Ingelman et P. Gondolo
Astropart. Phys. **5** (1996) 309-332 (hep-ph/9505417)
- [66] *Reconstruction algorithms : a handbook for developers*
A. Romeyer et Th. Stolarczyk
Note interne ANTARES-Soft/2001-001 (2001)
- [67] *An algorithm for track reconstruction in ANTARES*
A. Heijboer
Note interne ANTARES-Soft/2002-002 (2002)
- [68] *A new reconstruction technique for ANTARES*
E. Carmona et J. J. Hernandez
Note interne Antares-soft/2000-11 (2000)
- [69] *Update of the new pre-fit for reconstruction*
E. Carmona
Note interne ANTARES-Soft/2001-006 (2001)
- [70] *Energy reconstruction*
A. Oppelt
Note interne ANTARES-Soft/2001-008 (2001)

- [71] *New improvements on energy reconstruction*
J. Zornoza Gomez
Note interne ANTARES-Soft/2002-012 (2002)
- [72] *Energy loss of muons in the energy range 1-10,000 GeV*
W. Lohmann et al.
CERN Yellow Report 85-03 (1985)
- [73] *Atmospheric neutrino detection using a large water cerenkov detector*
R.J. Clark
Thèse de doctorat (1991)
- [74] *High energy neutrinos from astrophysical sources: an upper bound*
E. Waxman et J. Bahcall
Phys. Rev. D 59 (1999) 023002 (hep-ph/9807282)
- [75] *Small scale anisotropy of cosmic rays above 10^{19} eV observed with the Akeno Giant Air Shower Array*
M. Takeda et al.
Astrophys. J. 522 (1999) 225 (astro-ph/9902239)
- [76] *The anisotropy of cosmic ray arrival directions around 10^{18} eV*
N. Hayashida et al.
Astropart. Phys. 10 (1999) 303 (astro-ph/9807045)
- [77] *Measurement of the spectrum of UHE cosmic rays by the FADC detector of the HiRes experiment*
T. Abu-Zayyad et al.
Soumis à Astropart. Phys. (astro-ph/0208301)
- [78] *Cosmic rays and particle physics*
T.K. Gaisser
Cambridge University Press (1991)
- [79] *The acceleration of cosmic ray protons in the supernova remnant RX J1713.7-3946*
R. Enomoto et al.
Nature 416 (2002) 823 (astro-ph/0204422)
- [80] *No evidence yet for hadronic TeV gamma-ray emission from SNR RX J1713.7-3946*
O. Reimer et M. Pohl
A paraître dans Letter to Astronomy & Astrophysics (astro-ph/0205256)
- [81] *Neutrino production through hadronic cascades in AGN accretion disks*
L. Nellen, K. Mannheim et L. Biermann
Phys. Rev. D 47 (1994) 5270 (hep-ph/9211257)
- [82] *Interaction processes and statistical properties of the propagation of cosmic rays in photon background*
J. P. Rachen
Thèse de doctorat, 1996
- [83] *SOPHIA Monte Carlo simulations of photohadronic processes in astrophysics*
A. Mücke et al.
Comput. Phys. Commun. 124 (2000) 290 (astro-ph/9903478)
- [84] *Photomeson production in astrophysical sources*
A. Mücke et al.
19th Texas symposium on relativistic astrophysics and cosmology, France (1998) (astro-ph/9905253)

- [85] *Cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production*
K. Mannheim, R. J. Protheroe et J. P. Rachen
Phys. Rev. D **63** (2001) **023003** (astro-ph/9812398)
- [86] *The relation of extragalactic cosmic ray and neutrino fluxes : the logic of the upper bound debate*
J.P. Rachen, R.J. Protheroe et K. Mannheim
19th Texas symposium on relativistic astrophysics and cosmology, France (1998) (astro-ph/9908031)
- [87] *Lyman-break galaxies at $z > 4$ and the evolution of the ultraviolet luminosity density at high redshift*
C.C. Steidel, K.L. Adelberger et M. Pettini
Astrophys. J. **519** (1999) **1** (astro-ph/9811399)
- [88] *Observation of Markarian 501 with the stereoscopic IACT system of the HEGRA collaboration*
G. Hermann et al.
25th International Cosmic Ray Conference, Durban (1997)
- [89] *The extragalactic diffuse gamma-ray emission*
P. Sreekumar, F.W. Stecker et S.C. Kappadath
Review of the 4th Compton Symposium, Williamburg (1997) (astro-ph/9709258)
- [90] *High energy neutrinos from active galactic nuclei*
F.W. stecker, C. Done, M.H. Salamon et P. Sommers
Phys. Rev. Let. **66** (1991) **2697**
- [91] *High energy neutrinos from active galactic nuclei (errata)*
F.W. stecker, C. Done, M.H. Salamon et P. Sommers
Phys. Rev. Let. **69** (1992) **2738**
- [92] *High energy neutrinos from extragalactic jets*
K. Mannheim
Astropart. Phys. **3** (1995) **295**
- [93] *High energy astrophysical neutrinos : the upper bound is robust*
J. Bahcall et E. Waxman
Phys. Rev. D **64** (2001) **023002** (hep-ph/9902383)
- [94] *Bounds on the neutrino flux from cosmic sources of relativistic particles*
K. Mannheim
J. Phys. G **27** (2001) **1691** (astro-ph/0104165)
- [95] *Limits on the flux of very high energy neutrinos with the Fréjus detector*
W. Rhode et al.
Astropart. Phys. **4** (1996) **217**
- [96] *Implications of particle acceleration in active galactic nuclei for cosmic rays and high energy neutrino astronomy*
A.P. Szabo et R.J. Protheroe
Astropart. Phys. **2** (1994) **375** (astro-ph/9405020)
- [97] *High energy neutrinos from quasar*
F.W. Stecker et M.H. Salamon
Space Sci. Rev. **75** (1996) **341** (astro-ph/9501064)

- [98] *High energy neutrinos from Blazars*
R.J. Protheroe
Accretion Phenomena and Related Outflows, IAU Colloq. 163, ed. D. Wickramasinghe et al. (1996) (astro-ph/9607165)
- [99] *Neutrino fluxes from active galaxies : a model independant estimate*
F. Halzen et E. Zas
MADH-97-982 (1997) (astro-ph/9702193)
- [100] *High energy neutrinos from quasar*
F.W. Stecker et M.H. Salamon
Space Sci. Rev. 75 (1996) 341 (astro-ph/9501064)
- [101] *Lectures on neutrino astronomy : theory and experiment*
F. Halzen
MADPH-98-1088 (1998) (astro-ph/9810368)
- [102] *Ultrahigh-energy neutrino fluxes and their constraints*
O.E. Kalashev, V.A. Vadim, D.V. Semikov et G. Sigl
Phys. Rev. D 66 (2002) 063004 (hep-ph/0205050)
- [103] *Large scale extragalactic jets powered by very high energy gamma rays*
A. Neronov, D. Semikoz, F. Aharonian et O. Kalashev
Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 051101 (astro-ph/0201410)
- [104] *Neutrinos afterglow from GRB : $\sim 10^{18}$ eV*
E. Waxman et J. Bahcall
Astrophys. J. 541 (2000) 707 (hep-ph/9909286)
- [105] *Gamma-ray bursts, cosmic-rays and neutrinos*
E. Waxman
Nucl. Phys. Proc. Suppl. 87 (2000) 345 (Proc. TAUP99)
- [106] *Efficiency and spectrum of internal gamma-ray burst shocks*
D. Guetta, M. Spada et E. Waxman
Astrophys. J. 557 (2001) 399 (astro-ph/0011170)
- [107] *On the Neutrino flux from Gamma-Ray Bursts*
D. Guetta, M. Spada et E. Waxman
Astrophys. J. 559 (2001) 101 (astro-ph/0102487)
- [108] *Unified approach to the classical statistical analysis for small signals*
G Feldman et R. Cousins
Phys. Rev. D 57 (1998) 3873 (physics/9711021)
- [109] *Outline of a Theory of Statistical Estimation based on the Classical Theory of Probability*
J. Neyman
Philosophical Transactions of the Royal Society, Série A 236 (1937) 333
- [110] *Unbiased cut selection for optimal upper limits in neutrino detectors : the model rejection potential technique*
G.C. Hill et K. Rawlins
Submitted to Astroparticle Physics (astro-ph/0209350)
- [111] *Search for a diffuse flux from sources of high energy neutrinos with AMANDA-B10*
G.C. Hill et M.J. Leuthold
27th International Cosmic Ray Conference, Hambourg (2001)

- [112] *Physics results from the AMANDA B10 neutrino telescope*
A. Hallgren
Nucl. Phys. Proc. Suppl. 110 (2002) 507 (astro-ph/0204364)
- [113] *Search for UHE neutrinos*
S. Hundertmark
27th International Cosmic Ray Conference, Hambourg (2001)

Résumé

Etude de la sensibilité du détecteur ANTARES à un flux diffus de neutrinos cosmiques de haute énergie

La collaboration ANTARES se propose de construire un télescope sous-marin à neutrinos, par 2400 m de fond, à 40 km de Toulon. Ce détecteur sera constitué de 12 lignes comportant chacune 90 photomultiplicateurs. Les neutrinos sont détectés via leur interaction par courant chargé dans le milieu entourant le détecteur (l'eau ou la roche) conduisant à la production d'un muon dans l'état final. Celui-ci émet de la lumière Tcherenkov lors de sa propagation dans l'eau. Cette lumière est repérée par un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs.

Le flux diffus de neutrinos est constitué par l'addition de l'émission en neutrinos des différentes sources. Seules les sources d'origine astrophysique ont été retenues. Les différents modèles théoriques prédisant un tel flux ont été inventoriés et leurs prédictions ont été intégrées aux possibilités de simulation. La reconstruction en énergie des muons étant un paramètre crucial pour cette analyse, un nouvel estimateur d'énergie a été développé. Il permet d'aboutir à une résolution en énergie de l'ordre d'un facteur 3. Des variables discriminantes ont également été construites afin de rejeter le bruit de fond constitué par les muons atmosphériques.

L'ensemble de ces travaux permet d'aboutir à une sensibilité de l'ordre de $8.10^{-8} \text{ GeV}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$ au bout d'un an pour un flux en E^{-2} et un détecteur comportant 10 lignes.

Mots-clés : ANTARES, neutrino, télescope, astrophysique, flux diffus, sensibilité

Study of the ANTARES detector sensitivity to a diffuse high-energy cosmic neutrino flux

The ANTARES collaboration aims to built an underwater neutrino telescope, 2 400 m deep, 40 km from Toulon (France). This detector is constituted by 12 strings, each one comprising 90 photomultipliers. Neutrinos are detected through their charged current interaction in the medium surrounding the detector (water or rock) leading to the production of a muon in the final state. Its Tcherenkov light emitted all along its travel is detected by a three dimensional array of photomultipliers.

The diffuse neutrino flux is constituted by the addition of the neutrino emission of sources. Only astrophysical ones have been discussed. The different theoretical models predicting such a flux have been listed and added to the simulation possibilities. As the muon energy reconstruction was a crucial parameter in this analysis, a new energy estimator has been developed. It gives a resolution of a factor three on the muon energy above 1 TeV. Discriminant variables have been also developed in order to reject the atmospheric muon background.

Including all these developments, the ANTARES sensitivity is found to be around $8.10^{-8} \text{ GeV}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$ after one year of data taking for an E^{-2} spectrum and a 10 string detector.

Keywords : ANTARES, neutrino, telescope, astrophysics, diffuse flux, sensitivity